ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

GROUPE DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

REVUE TRIMESTRIELLE

TOME VIII. OCTOBRE 1953. N° 34.

TOME VIII OCTOBRE 1953 N° 34

ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

GROUPE DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE T. S. F.

COMPAGNIES FRANÇAISES

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL (CSF)
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE (SFR)
RADIO-FRANCE (RF)
RADIO-ORIENT (RO)
COMPAGNIE RADIO-MARITIME (CRM)
COMPAGNIE RADIO-CINÉMA (CRC)
ÉTABLISSEMENTS E. ROBERT ET Cie (LA STÉATITE INDUSTRIELLE) (SI)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE-AFRIQUE (SFRA)
SOCIÉTÉ ANONYME LE CONDENSATEUR CÉRAMIQUE (LCC)
COMPAGNIE INDUSTRIELLE DES MÉTAUX ÉLECTRONIQUES (CIME)
COMPAGNIE INDUSTRIELLE DES CÉRAMIQUES ÉLECTRONIQUES (CICE)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

Rédacteur scientifique : M. Robert WARNECKE

Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F., Centre d'Information et de Documentation, 10, rue Carducci, Paris (19e).

CAUSES DIVERSES DE DIAPHONIE DANS LES SYSTÈMES MULTIPLEX A IMPULSIONS (¹).

PAR J. FAGOT,

Directeur technique à la S.F.R.

SOMMAIRE. — *On rappelle tout d'abord brièvement les principes généraux des systèmes multiplex à impulsions et les divers genres de modulation utilisés : d'amplitude, de durée, de position. On montre que les bruits de diaphonie proviennent de résidus d'amplitude empiétant sur les voies qui succèdent à la voie perturbatrice.*

On étudie en premier lieu, la diaphonie qui, dans les amplificateurs directs du spectre vidéo des impulsions, provient de la distorsion sur la transmission des très basses fréquences, en introduisant la notion de « perturbation de diaphonie ».

On envisage ensuite la diaphonie provenant de la mauvaise transmission des composantes à haute fréquence du spectre de modulation, soit dans les amplificateurs à vidéo directe, soit dans les amplificateurs de haute fréquence modulée. On montre que les résidus sont produits par des traînages placés derrière les impulsions.

En conclusion, on peut dire que l'avantage de tous ces phénomènes est de pouvoir être décomposés. Toutes les difficultés peuvent être résolues séparément en produisant une amélioration d'ensemble. D'excellents résultats peuvent être obtenus qui donnent aux multiplex à impulsions à nombre moyen de voies des performances satisfaisant aux normes téléphoniques (C.D.U. : 621.396.41)

SUMMARY. — *First the general principles are recalled of pulse multiplex systems and the various kinds of modulation employed : amplitude, time, position. It is shown that crosstalk arises from residual amplitude effects encroaching on the channels which follow the disturbing channel.*

In the first place consideration is given to crosstalk which, in the direct amplifiers of the pulse video spectrum, arises from distortion in the transmission of the very low frequencies, introducing the idea of « crosstalk disturbance ».

Then there is considered the crosstalk arising from faulty transmission of the H. F. components of the modulation spectrum, either in the direct video amplifiers, or in the modulated H. F. amplifiers. It is shown that the residual traces are caused by effects lagging behind the pulses.

As a general conclusion, it can be noted that the advantage of all these phenomena is that they are capable of being decomposed. All difficulties can be resolved separately thus giving an overall improvement.

Excellent results can be secured giving to pulse multiplex with medium numbers of channels performances satisfying standard telephone requirements (U. D. C. : 621.396.41)

1. GÉNÉRALITÉS.

1.1. Transmission d'une voie.

Il convient très rapidement de rappeler les principales données du problème. La reproduction d'une voie téléphonique au moyen d'impulsions se fait en transmettant seulement l'amplitude instantanée du signal à des périodes discrètes régulièrement espacées. C'est ce qu'on appelle l'échantillonnage. La fréquence de découpage sera de deux à trois fois la plus haute des fréquences basse fréquence à transmettre. Ainsi, pour une téléphonie commerciale le découpage se fera usuellement à 8 000 c/s (*fig.* 1).

(¹) Communication présentée au « Colloque sur la théorie et la technique des impulsions », Société des Radioélectriciens, octobre 1953, Paris.

(¹) Paper presented at the *Colloquium on Pulse Theory and Technique*, Société des Radioélectriciens, october, 1953, Paris.

Le renseignement « Amplitude instantanée » peut être transmis sous la forme d'impulsions courtes,

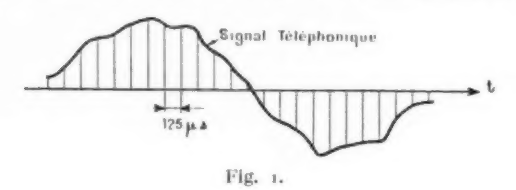


Fig. 1.

de durée constante, dont la hauteur varie proportionnellement autour d'une valeur moyenne H_m représentant le zéro (*fig.* 2).

La modulation peut aussi se manifester sur des

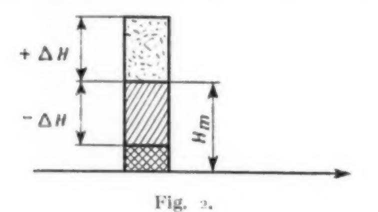


Fig. 2.

impulsions d'amplitude constante, dont on fait varier soit la durée (*fig.* 3), soit la position (*fig.* 4).

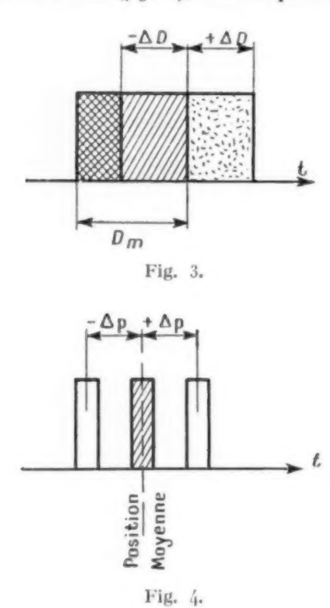


Fig. 3.

Fig. 4.

1.2. Multiplex.

Puisque entre chaque « échantillonnage » un long intervalle est laissé libre, on peut l'utiliser pour transmettre d'autres voies : c'est le principe des systèmes Multiplex. Il suffit d'échantillonner chacune des voies avec la même fréquence de découpage, mais avec des positions de phase régulièrement décalées. La figure 5 indique, par exemple, la position des impulsions dans un multiplex à six voies. La fréquence de découpage est de 8 000 c/s (période : 125 µs). Chaque voie se trouve distante de la suivante d'un intervalle de :

$$\frac{125}{7} = 17,9 \ \mu s.$$

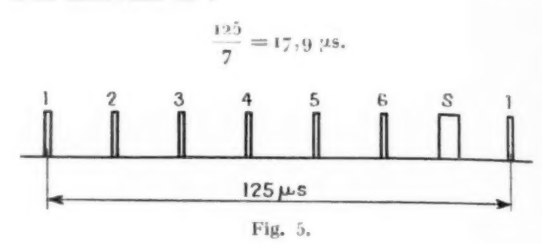


Fig. 5.

Il est en effet nécessaire de transmettre, en plus des voies, un signal de synchronisation reconnaissable (par exemple de durée plus grande). La sélection du signal de synchronisation permet à la réception de reconstituer la fréquence de découpage, et fournit une référence de phase pour reconnaître les voies.

1.3. Diaphonie.

La diaphonie provient d'une voie perturbatrice sous la forme d'un résidu ayant en général la forme d'une tension exponentielle présentant un amortis-

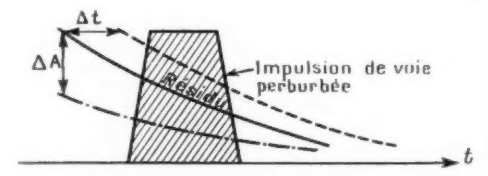


Fig. 6. — Δt, déplacement du résidu; ΔA, variation en amplitude du résidu.

sement assez variable suivant l'origine de la diaphonie et modulant de façon parasite la voie perturbée (*fig.* 6).

Ce résidu prend naissance dans les équipements : amplificateurs, modulateurs, etc. des émetteurs et des récepteurs. Pour qu'il y ait modulation parasite, il faut que le résidu se déplace. Suivant le système de modulation de la voie perturbatrice, le résidu se déplacera le long de l'axe des temps ou présentera une amplitude variable. Nous remarquerons du reste que si le résidu est strictement de la forme exponentielle :

$$V = K e^{-\alpha t}$$

un déplacement du résidu le long de l'axe des t de Δt, sous l'influence de la modulation de la voie perturbatrice donne :

$$Y + \Delta Y = K e^{-\alpha(t+\Delta t)} = K e^{-\alpha \Delta t} e^{-\alpha t}.$$

L'effet est le même que si le résidu avait été simplement multiplié en amplitude par le facteur :

$$e^{-\alpha \Delta t}$$

C'est une conséquence des propriétés de la fonction exponentielle.

Il faut de plus que la variation du résidu soit capable de se traduire par une modulation décelable sur la voie perturbée. Cela suppose par exemple que le résidu puisse :

— faire varier l'amplitude des impulsions de la voie perturbée dans le cas de modulation d'amplitude;
— en faire varier la durée dans le cas de modulation de durée;
— en faire varier la position des flancs dans le cas de modulation de position.

Si la modulation est d'amplitude, le mécanisme de la diaphonie est extrêmement simple. Les résidus, modulés eux-mêmes en amplitude, agissent directement sur l'amplitude de la voie perturbée. Si la modulation est de durée ou de position, on remarquera d'abord que, si les flancs des impulsions sont parfaitement verticaux, et la limitation parfaite, un résidu d'amplitude n'est susceptible d'avoir aucune action. Mais c'est un cas théorique, jamais réalisé (dans les mêmes conditions, le « bruit » dû au souffle serait nul). Les flancs des impulsions présentent normalement un temps de montée et de descente non négligeable. C'est sur ces flancs que sont susceptibles d'agir les résidus pour provoquer finalement des variations de durée ou de position.

1.4. Video directe ou haute fréquence modulée.

Par ailleurs, les trains d'impulsions peuvent exister soit sous la forme de signaux directs (on les appelle signaux « video » par analogie avec la Télévision), soit sous la forme d'oscillations à haute fréquence, modulées par les signaux précédents. Dans les deux cas, il peut exister des résidus qui seront la cause de diaphonie.

1.5. Diverses catégories de diaphonie.

Une étude systématique des phénomènes, appuyée par l'expérience, nous conduit à classer les effets de diaphonie constatés dans les amplificateurs dans les deux grandes catégories suivantes :

1° Diaphonie « basse fréquence », ou « générale »;
2° Diaphonie « haute fréquence », ou « de traînée ».

Il convient, par ailleurs, de faire une mention spéciale des systèmes convertisseurs. Ces organes sont utilisés pour passer d'un genre de modulation à un autre sur les impulsions déjà groupées en Multiplex. Ils peuvent, par leur principe même, être la cause d'importantes diaphonies. Nous retiendrons donc à la suite :

3° Diaphonie des dispositifs « convertisseurs ».

Je suis heureux de signaler ici l'aide précieuse que m'a apportée M. R. Casse, ingénieur à la S.F.R. qui a étudié et mis au point plusieurs équipements Multiplex et obtenu sur ceux-ci par une analyse minutieuse des phénomènes, des résultats remarquables.

2. DIAPHONIE BASSE FRÉQUENCE OU GÉNÉRALE.

Les impulsions sont transmises à certains stades à travers des amplificateurs « video » qui sont des amplificateurs « résistance capacité » à large bande.

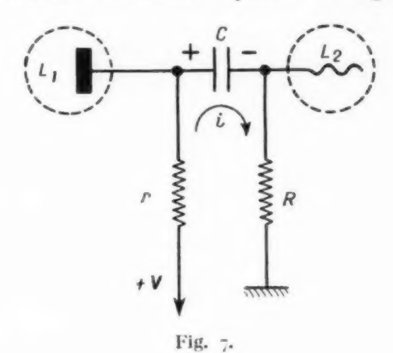


Fig. 7.

Des effets de diaphonie peuvent résulter d'une transmission incorrecte des basses fréquences par ces amplificateurs.

2.1. Liaison *CR*. Données de départ.

Étudions la transmission à travers un étage amplificateur à résistances (*fig.* 7) d'une suite d'impulsions toutes identiques, telles qu'en produit un Multiplex en l'absence de modulation des voies.

Les impulsions, supposées positives et de forme rectangulaire idéale, sont reproduites identiquement sur l'anode de la lampe L_1. On suppose que la

« bande passante » est très grande, et que l'ensemble : C et R ne charge pas pratiquement la résistance d'anode r, beaucoup plus faible que R. La tension d'anode varie de V, tension de source (point de débit nul) à V-A : point de débit maximum (*fig.* 8).

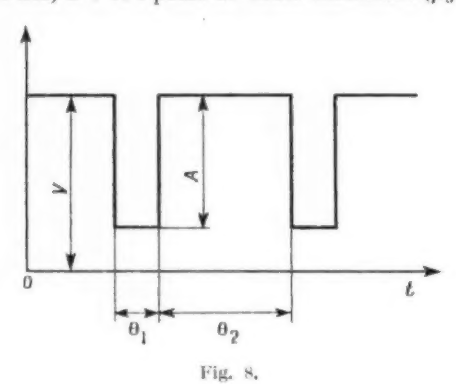


Fig. 8.

La période θ_1 correspond à la durée d'une impulsion. L'intervalle θ_2 correspond à « l'espace libre » entre deux impulsions successives. Normalement θ_2 est sensiblement plus élevé que θ_1 même dans le cas d'un grand nombre de voies. La lampe L_1 produit sur les impulsions supposées positives, un retournement normal de phase.

Nous nous proposons de calculer la loi de tension sur la grille de L_2 en supposant le régime d'équilibre établi. Au temps $t = 0$, pris en coïncidence avec le début d'une impulsion, on suppose que la grille est au potentiel résiduel a (tout de suite avant l'application du « front avant » de l'impulsion θ_1). Nous ne savons pour le moment rien de a : c'est une condition initiale lorsque le régime d'équilibre est obtenu. A a vient s'ajouter immédiatement l'amplitude-A du front avant de l'impulsion, transmise intégralement à travers C.

2.2. Phase θ_1.

Considérons le circuit : source d'anode V, r, C et R. Choisissons-y un sens positif de circulation de courant (*fig.* 7). Nous aurons en écrivant la loi d'Ohm (V-A est la tension entre anode et masse réalisée pendant toute la phase θ_1) (*fig.* 8)

$$(1) \qquad [V - A] - v_c = Ri,$$

v_c représente la tension (variable) aux bornes de C Normalement l'armature de gauche correspond au pôle +, celle de droite au pôle —.

On écrira naturellement :

$$v_c = \frac{Q}{C}, \qquad \text{avec} \quad i = \frac{dQ}{dt}.$$

Si le courant passait en effet dans le sens défini comme positif, il tendrait à charger le condensateur. En dérivant l'équation (1), on obtiendra :

$$-\frac{dv_c}{dt} = R\frac{di}{dt}, \qquad -\frac{1}{C}\frac{dQ}{dt} = -\frac{1}{C}i = R\frac{di}{dt}.$$

L'équation du courant est donc :

$$(2) \qquad CR\frac{di}{dt} + i = 0.$$

Elle nous permet, par simple multiplication par R, d'écrire l'équation de la tension de grille ($v_g = Ri$)

$$(3) \qquad CR\frac{dv_g}{dt} + v_g = 0.$$

La solution classique, est :

$$(4) \qquad v_g = (a - A)\,e^{-\frac{t}{CR}}.$$

Elle est déduite de la solution générale :

$$(5) \qquad v_g = K\,e^{-\frac{t}{CR}}.$$

en tenant compte des conditions aux limites soit :

Pour $t = 0$, v_g est égal à (a-A) (conditions initiales);

Pour $t = \infty$, v_g est égal à 0 (il ne peut plus y avoir de courant i).

Cette première phase s'arrête à $t = \theta_1$, ce qui donne pour tension à ce moment :

$$(6) \qquad v_g = (a - A)\,e^{-\frac{\theta_1}{CR}}.$$

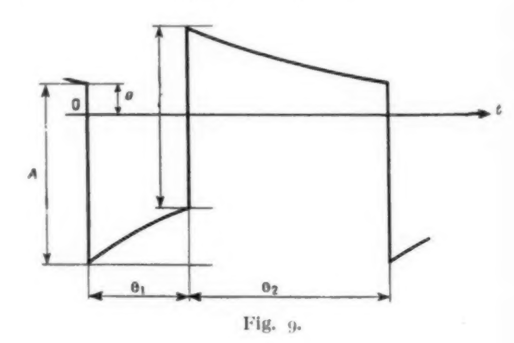


Fig. 9.

La figure 9 donne l'allure des variations de v_g. On y voit que a est positif, et que pendant la phase θ_1 la grille est négative.

2.3. Phase θ_2.

L'équation (3) reste valable, et donne la même solution générale :

$$(5) \qquad v_g = K\,e^{-\frac{t}{CR}}.$$

La constante K est égale à la tension du départ, pour lequel on suppose maintenant $t = 0$. C'est donc la valeur de v_g donnée par (6), à laquelle on doit ajouter A, représentant le front arrière de l'impulsion (transmis intégralement au début de la phase θ_2).

Ainsi v_g prend la forme :

$$v_g = \left[(a - A)\, e^{-\frac{\theta_1}{CR}} + A\right] e^{-\frac{t}{CR}}, \tag{7}$$

soit à la fin de cette phase θ_2 :

$$v_g = \left[(a - A)\, e^{-\frac{\theta_1}{CR}} + A\right] e^{-\frac{\theta_2}{CR}}. \tag{8}$$

Nous avons supposé le régime d'équilibre : on doit donc retrouver la tension de départ a. On écrira donc :

$$a = \left[(a - A)\, e^{-\frac{\theta_1}{CR}} + A\right] e^{-\frac{\theta_2}{CR}},$$

ce qui définira a par la relation :

$$a = A\,\frac{e^{-\frac{\theta_2}{CR}} - e^{-\frac{\theta_1+\theta_2}{CR}}}{1 - e^{-\frac{\theta_1+\theta_2}{CR}}}. \tag{9}$$

Remarquons que le produit CR (constante de temps) est toujours très grand vis-à-vis de θ_1 et même de θ_2. En se limitant aux premiers termes du développement des exponentielles pour l'équation (9), on arrive à :

$$a = A\,\frac{\theta_1}{\theta_1 + \theta_2}. \tag{10}$$

Les exponentielles sont alors très voisines de droites horizontales, et l'on peut vérifier de façon simple d'après (10) que l'équilibre supposé correspond à une valeur moyenne nulle de v_g. La valeur moyenne en régime d'équilibre ne peut du reste être que nulle, quel que soit CR, par suite de la présence du condensateur C.

Nous avons maintenant tous les éléments nous permettant d'étudier la diaphonie.

2.4. Modulation d'amplitude. Perturbation de diaphonie

Supposons, une fois le régime d'équilibre et de non-modulation établi, qu'une des impulsions de voie subisse un accroissement d'amplitude instantané : ΔA. Quelle sera l'action produite sur les voies suivantes ?

L'équation (8) nous donne une réponse immédiate. La tension de perturbation, qui agit en amplitude sur la voie suivante est donnée par la différentielle de (8) par rapport à A, soit :

$$\Delta v_g = \Delta A \left[1 - e^{-\frac{\theta_1}{CR}}\right] e^{-\frac{\theta_2}{CR}}. \tag{11}$$

Mais CR est très grand vis-à-vis de θ_1 et θ_2, puisqu'on cherche à réduire la diaphonie. On peut, sans inconvénient, faire les approximations suivantes dans la formule (11) :

$$e^{-\frac{\theta_2}{CR}} \# 1, \qquad e^{-\frac{\theta_1}{CR}} \# 1 - \frac{\theta_1}{CR},$$

ce qui donne :

$$\Delta v_g = \Delta A\,\frac{\theta_1}{CR}. \tag{12}$$

Nous nommerons « perturbation de diaphonie » le rapport :

$$\frac{\Delta v_g}{\Delta A} = \frac{\theta_1}{CR}. \tag{13}$$

Que se passe-t-il sur les impulsions des voies suivantes ? Pour le raisonnement, numérotons les impulsions comme suit : 0 pour la voie perturbatrice; 1 pour la première voie perturbée dont nous avons calculé la diaphonie; 2 pour la voie suivante.

Le mieux est de reprendre les mêmes équations que précédemment pour voir ce qui se passe entre la voie 1 et 2. Cette fois-ci la voie 1, considérée comme perturbatrice vis-à-vis de 2, n'est pas soumise à une variation d'amplitude ΔA, mais à une variation de condition initiale Δa, qui n'est autre que le Δv_g de diaphonie donné par (12).

Pour connaître les répercussions sur la voie 2, il faut reprendre l'équation (8), mais en la différentiant cette fois-ci par rapport à a. On obtient immédiatement :

$$\Delta v_g = \Delta a\, e^{-\frac{\theta_1+\theta_2}{CR}}, \tag{14}$$

soit pratiquement, en raison des valeurs respectives de θ_1, θ_2 et CR :

$$\Delta v_g = \Delta a. \tag{15}$$

Ainsi la perturbation de diaphonie apparaissant sur la voie 1, se retrouve intégralement sur 2, et de proche en proche sur toutes les voies.

Ce résultat justifie le nom de *Diaphonie générale*. La perturbation donnée par (13) est la même sur toutes les voies. On pouvait le deviner puisque le résultat donné ne contenait pas θ_2, séparation des impulsions. Ainsi, en raison même du fait que l'on cherche à réduire la diaphonie, les constantes de temps sont très grandes et la diaphonie est « générale ».

2.5. Modulation d'amplitude. Taux de diaphonie.

Si nous supposons que la voie perturbatrice se trouve seule modulée à plein niveau en amplitude, nous pouvons imaginer que sa modulation est décomposée en une suite de perturbations élémentaires ΔA_1, ΔA_2, ΔA_3, ... (d'amplitudes différentes les unes des autres). Il se produit dans toutes les voies des perturbations élémentaires proportionnelles, représentant les différentes ΔA affectés du coefficient : $\frac{\theta_1}{CR}$.

La modulation est reproduite dans toutes les voies, en clair, au taux relatif de $\frac{\theta_1}{CR}$ qui représente ainsi le taux de diaphonie. On peut dire que la diaphonie est linéaire, $\frac{\theta_1}{CR}$ étant constant.

2.6. Cas de n voies perturbatrices et de N étages identiques.

Toutes les voies peuvent être modulées. Si n est le nombre des voies, les puissances de diaphonie s'ajoutent et l'amplitude de la diaphonie globale est multipliée par $\sqrt{n}$. En même temps la diaphonie acquiert un certain caractère d'inintelligibilité. L'accroissement de la diaphonie seulement par le coefficient $\sqrt{n}$ provient du fait que l'on peut considérer que les voies ne sont pas modulées à la même fréquence (*B.F.*) ni suivant la même phase de modulation. Le coefficient $\sqrt{n}$ est même un maximum, car toutes les voies ne sont pas simultanément modulées à 100 %.

Si N amplificateurs identiques sont utilisés en série, et s'ils présentent les mêmes constantes de temps, les effets de diaphonie s'ajouteront par contre arithmétiquement. On aura donc la formule finale à retenir :

(16) Diaphonie maximum par voie :

$$N \sqrt{n} \frac{\theta_1}{CR}$$

N → Nombre d'étages ; $\sqrt{n}$ → Nombre de voies ; θ_1 → Durée des impulsions ; CR → Constante de temps des liaisons

2.7. Application numérique.

$$C = 0{,}1\,\mu\text{F} = 10^{-7}\,\text{F}, \qquad R = 10^5\,\Omega, \qquad CR = 10^{-2}\,\text{s}.$$

Durée d'impulsion :

$$1\,\mu\text{s} = 10^{-6}\,\text{s}.$$

Si $n = 25$ et pour quatre étages « video » identiques ($N = 4$)

$$\text{Diaphonie maximum par voie} = \frac{10^{-6}}{10^{-2}} \times \sqrt{25} \times 4 = 2.10^{-3},$$

soit 54 dB.

2.8. Découplage de la source d'anode. Données de départ.

Dans les calculs précédents, nous avons supposé une tension de source d'anode parfaitement constante. La source peut dans certain cas présenter une tension variable sous l'influence des appels de courant. C'est le cas où il est fait usage de condensateurs de découplage insuffisants. Il en résulte

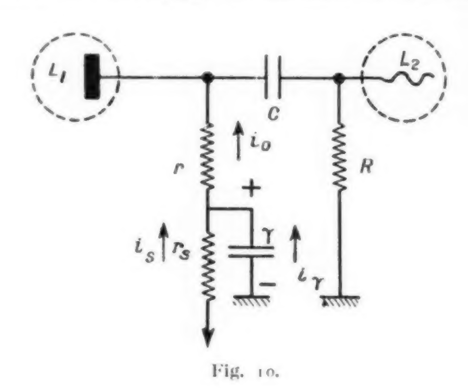


Fig. 10.

une déformation particulière des impulsions. Si cette déformation existe seule, la liaison CR étant par ailleurs quasi parfaite, c'est une cause particulière de diaphonie. Si les déformations dues aux découplages insuffisants de source sont par contre combinées avec celles dues à la liaison CR, il peut en résulter, moyennant certaines conditions, une compensation de la distorsion (B. F.), donc une réduction de la diaphonie.

Suivant le schéma de la figure 10, la haute tension arrive à la lampe L_1 par une résistance r_s très grande, figurant la résistance de source.

Le condensateur γ découple à la terre la résistance d'anode r. La liaison CR est d'abord supposée parfaite (CR très grand). La tension de grille de L_2 reproduit ainsi, à une constante près, la tension d'anode de L_1. On suppose également $R \gg r$. La charge produite par C et R sur r est donc à négliger, et la tension développée sur l'anode est la même que s'il n'y avait pas de circuit CR. La lampe L_1, supposée pentode est une source à courant « imposé » : i_0. En vertu des notations précédentes

(A = amplitude de l'impulsion sur la plaque) :

$$i_0 = \frac{A}{r}.$$

La source est supposée présenter une très grande résistance interne r_s : elle est analogue à une distribution à courant constant, i_s. On retrouve le même courant i_s pendant les phases θ_1 et θ_2.

2.9. **Phase θ_1.**

Nous supposons démarrer avec une certaine tension V sur le condensateur γ (on suppose le régime d'équilibre atteint). Pendant la phase θ_1, le courant i_0 traverse r et se partage entre γ et r_s. On pourra écrire :

$$q = \gamma v \qquad (v = \text{tension sur } \gamma),$$

$$-\frac{dq}{dt} = -\gamma\frac{dv}{dt} = i_0 - i_s$$

(i_s charge le condensateur, i_0 le décharge).

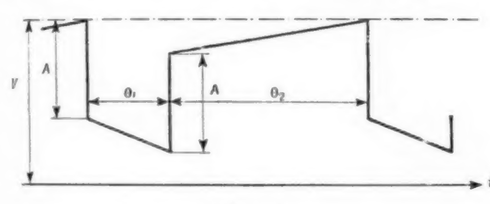


Fig. 11.

Donc :

$$v = -\frac{1}{\gamma}(i_0 - i_s)t + k.$$

Pour $t = 0$,

$$v = V, \qquad \text{soit} \quad k = V.$$

D'où l'équation :

$$v = -\frac{1}{\gamma}(i_0 - i_s)t + V,$$

soit en explicitant :

(17) $$v = -\frac{1}{\gamma}\left(\frac{A}{r} - i_s\right)t + V.$$

La tension d'anode s'obtient en retranchant la chute de tension A, constante à travers r. Soit

(18) $$v_a = -\frac{1}{\gamma}\left(\frac{A}{r} - i_s\right)t + V - A.$$

2.10. **Phase θ_2.**

Le courant devient nul à travers r et la chute de tension A est brusquement supprimée. La lampe ne débite plus i_0, et le condensateur se charge simplement par la source, à travers r_s. On écrira donc simplement :

$$i_s = \frac{dq}{dt} = \gamma\frac{dv}{dt},$$

donc

(19) $$v = \frac{i_s}{\gamma}t + k.$$

Pour $t = 0$ de cette phase, on doit avoir la valeur finale de la phase précédente obtenue en faisant $t = \theta_1$ dans l'équation (17), donc

$$k = -\frac{1}{\gamma}\left(\frac{A}{r} - i_s\right)\theta_1 + V,$$

ce qui donne :

(20) $$v = \frac{i_s}{\gamma}t - \frac{1}{\gamma}\left(\frac{A}{r} - i_s\right)\theta_1 + V.$$

Le courant i_s peut être explicité. En faisant $t = \theta_2$ dans (20) on doit retrouver V, ce qui donne :

(21) $$i_s = \frac{A}{r}\,\frac{\theta_1}{\theta_1 + \theta_2}$$

et permet d'écrire (20) sous la forme :

(22) $$v = \frac{A}{r\gamma}\,\frac{\theta_1}{\theta_1 + \theta_2}t - \frac{A}{r\gamma}\,\frac{\theta_1\theta_2}{\theta_1 + \theta_2} + V.$$

L'équation (21) exprime le fait que le courant continu de source i_s est égal au courant moyen débité par la lampe, ce qui pouvait s'affirmer *a priori* puisque aucun courant moyen ne peut s'écouler à travers γ.

Remarquons que (22) et (20) représentent aussi bien v_a puisque la lampe ne débite pas.

2.11. **Modulation d'amplitude. Perturbation de diaphonie.**

Comme précédemment, nous devons supposer que l'amplitude A subit un brusque accroissement ΔA C'est l'équation sous la forme (20) avec $t = \theta_2$ qui doit être utilisée, car elle conserve le courant i_s qui n'est pas susceptible d'être affecté par une brusque variation de A. La perturbation de diaphonie est donnée par la différentielle par rapport à A de (20), soit :

$$\Delta v_a = -\frac{\theta_1}{\gamma r}\Delta A,$$

d'où la perturbation de diaphonie relative, et comme précédemment le taux de diaphonie :

(23) $$\frac{\Delta v_a}{\Delta A} = -\frac{\theta_1}{\gamma r}.$$

2.12. Compensation CR par γr.

Les perturbations de diaphonie étudiées précédemment : celle par CR, et celle par γr agissent indépendamment. En égalant CR et γr, on doit obtenir une perturbation globale de diaphonie nulle. C'est un résultat prévisible, cette condition permettant de reconstituer sans distorsion les signaux rectangulaires sur la grille de L_2 d'après la théorie classique.

2.13. Diaphonie dans le cas de modulation de durée.

Reprenons la distorsion CR, et envisageons la modulation de durée. Celle-ci se fera, par exemple, par déplacement du front arrière de l'impulsion,

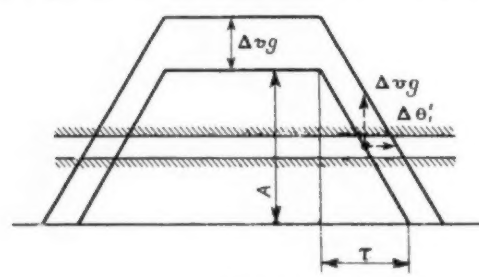


Fig. 12.

c'est-à-dire par variation de la durée θ_1, la somme $\theta_1 + \theta_2$ restant inchangée. Il ne pourra bien entendu y avoir aucune action sur l'emplacement des flancs de l'impulsion suivante si ses flancs sont parfaitement verticaux (amplificateur à bande passante infinie). Mais ce n'est pas le cas général. La durée de montée et de descente des flancs des impulsions présente une durée finie τ. Le mécanisme de la diaphonie est le suivant :

1° L'accroissement $\Delta\theta_1$ de θ_1 produit une amplitude résiduelle. On considérera en effet l'équation (8) :

$$v_g = (a - A)\,e^{-\frac{\theta_1+\theta_2}{CR}} + A\,e^{-\frac{\theta_2}{CR}}. \tag{8}$$

Un accroissement brusque d'amplitude $\Delta\theta_1$ est supposé sur θ_1. On a toujours

$$\theta_1 + \theta_2 = \text{const.}, \qquad \text{soit} \quad \Delta\theta_2 = -\Delta\theta_1.$$

En prenant la différentielle de (8) par rapport à θ_2 :

$$\Delta v_g = -\frac{A}{CR}\,e^{-\frac{\theta_2}{CR}}\,\Delta\theta_2 \qquad (\theta_1 + \theta_2 = \text{const.}), \tag{24}$$

$$\Delta v_g = \frac{A}{CR}\,e^{-\frac{\theta_2}{CR}}\,\Delta\theta_1. \tag{25}$$

Soit, étant donné les grandes constantes de temps :

$$\Delta v_g = A\,\frac{\Delta\theta_1}{CR}. \tag{26}$$

Pour les mêmes raisons que précédemment, la diaphonie est générale (résultats indépendants de θ_2).

2° L'amplitude résiduelle fait varier la durée de l'impulsion perturbée.

On se reportera à la figure 12. Après transmission, on réalise normalement une « sélection d'amplitude » sur l'impulsion modulée en durée, c'est-à-dire que l'on agit sur une lampe saturée de façon à ne retenir que les variations d'amplitude comprises entre les limites indiquées sur la figure. A un accroissement de hauteur de Δv_g correspond ainsi un déplacement du flanc de $\Delta\theta'_1$. On voit sur la figure que :

$$\frac{\Delta v_g}{\Delta\theta'_1} = \frac{A}{\tau}, \tag{27}$$

donc

$$\Delta\theta'_1 = \frac{\tau}{A}\,\Delta v_g. \tag{28}$$

En combinant les résultats (27) et (28) :

$$\Delta\theta'_1 = \frac{\tau}{CR}\,\Delta\theta_1,$$

soit en valeur relative :

$$\frac{\Delta\theta'_1}{\Delta\theta_1} = \frac{\tau}{CR}. \tag{29}$$

C'est la « perturbation de diaphonie ». Par un raisonnement identique à ce qui a été dit précédemment, c'est aussi le taux de diaphonie (générale).

Le taux de diaphonie peut donc être réduit en diminuant τ et il est inversement proportionnel à CR. D'où la formule générale :

(30) Diaphonie maximum par voie :

$$N\,\sqrt{n}\,\frac{\tau}{CR}$$

N : Nombre d'étages ; $\sqrt{n}$: Nombre de voies ; τ → Temps de montée ; CR → Constante de temps des liaisons.

On peut encore évidemment utiliser la compensation γr.

2.14. Diaphonie en modulation de position.

Nous devons, pour pouvoir développer les calculs, considérer ce qui se passe sur deux cycles successifs :

1° Cycle comprenant les phases θ_1, θ_2;

2° Cycle comprenant les phases θ'_1, θ'_2.

En régime de non modulation on a bien entendu :

$$\theta_1 = \theta'_1 \qquad \text{et} \qquad \theta_2 = \theta'_2,$$

mais la différence est marquée en vue des variations à envisager.

En état de non-modulation, on arrive à la fin du premier cycle à l'amplitude résiduelle exprimée par (8)

$$(31) \qquad v_g = (a - A)\, e^{-\frac{\theta_1+\theta_2}{CR}} + A\, e^{-\frac{\theta_2}{CR}}$$

et à la fin du deuxième cycle, à un résultat analogue, à condition de remplacer l'amplitude initiale a, par la valeur de v_g donnée par (31). On écrit ainsi :

$$v'_g = \left[\left((a - A)\, e^{-\frac{\theta_1+\theta_2}{CR}} + A\, e^{-\frac{\theta_2}{CR}}\right) - A\right] \times e^{-\frac{\theta'_1+\theta'_2}{CR}} + A\, e^{-\frac{\theta'_2}{CR}},$$

soit en effectuant :

$$(32) \qquad v'_g = (a - A)\, e^{-\frac{\theta_1+\theta_2+\theta'_1+\theta'_2}{CR}} + A\, e^{-\frac{\theta_2+\theta'_1+\theta'_2}{CR}} - A\, e^{-\frac{\theta'_1+\theta'_2}{CR}} + A\, e^{-\frac{\theta'_2}{CR}}.$$

Envisageons alors une modulation de position sur l'impulsion θ'_1 considérée comme perturbatrice, et calculons le résidu diaphonique correspondant. Cette modulation peut être considérée comme se traduisant à un instant donné par un déplacement brusque de dp de l'impulsion en bloc. Par ce déplacement, il y a déplacement du front avant et du front arrière de la même quantité. Avec nos notations :

Déplacement du front avant : cela veut dire que θ_2 est accru de $\Delta\theta_2$;

Déplacement du front arrière : cela veut dire de même que θ'_1 est accru de $\Delta\theta'_1$.

Les phénomènes étant linéaires, nous pouvons isolément supposer le déplacement de ces fronts, calculer dans chaque cas la perturbation diaphonique, et ajouter les résultats (*fig.* 13).

1° Front avant : on a $\Delta\theta_2$, avec

$$\theta_2 + \theta'_1 = \text{const.},$$

soit

$$\Delta\theta_2 = -\Delta\theta'_1.$$

La différentielle par rapport à θ_2 donne dans (32)

$$(33) \qquad \Delta_1 v'_g = -\frac{A}{CR}\, e^{-\frac{\theta'_1+\theta'_2}{CR}}\, \Delta\theta_2$$

(en tenant compte du fait que $\theta_2 + \theta'_1 = \text{const.}$ et $\Delta\theta_2 = -\Delta\theta'_1$).

2° Front arrière : on a $\Delta\theta'_1$, avec

$$\theta'_1 + \theta'_2 = \text{const.},$$

soit

$$\Delta\theta'_1 = -\Delta\theta'_2.$$

La différentielle par rapport à θ'_1 donne :

$$(34) \qquad \Delta_2 v'_g = \frac{A}{CR}\, e^{-\frac{\theta'_2}{CR}}\, \Delta\theta'_1.$$

On a finalement l'action globale suivante, avec :

$$\Delta\theta_2 = \Delta\theta'_1 = \Delta p.$$

$$(35) \qquad \Delta v'_g = \frac{A}{CR}\, e^{-\frac{\theta'_2}{CR}}\left(1 - e^{-\frac{\theta'_1}{CR}}\right)\Delta p \;\#\; A\,\frac{\Delta p}{CR}\,\frac{\theta'_1}{CR}.$$

Ceci chiffre le résidu en amplitude sur toutes les voies (n'oublions pas que là encore les constantes de temps sont telles que la diaphonie est générale).

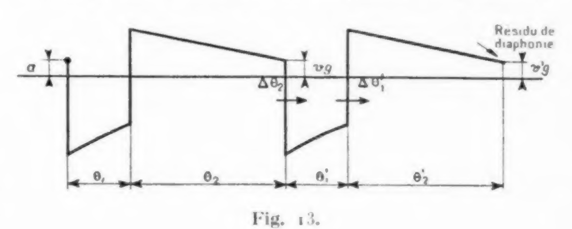


Fig. 13.

Ce résidu est celui de la modulation de durée, affecté du coefficient $\frac{\theta'_1}{CR} = \frac{\theta_1}{CR}$ (qui représente un affaiblissement important (*voir* form. (26)].

Partant de ce résidu d'amplitude, on pourrait, par un calcul calqué sur celui du paragraphe précédent, calculer la diaphonie en examinant le déplacement par rapport à la modulation utile d'un des flancs de l'impulsion. Nous considérerons en effet la position d'un des flancs comme le repère utilisé pour la démodulation dans le système de modulation en position.

Les résultats seraient analogues. On trouverait le taux de diaphonie exprimé par (30), multiplié par le coefficient supplémentaire $\frac{\theta_1}{CR}$ exprimé plus haut. Soit :

(36) Modulation de position; taux de diaphonie :

$$N\sqrt{n}\,\frac{\tau}{CR}\,\frac{\theta_1}{CR},$$

N, nombre d'étages;
n, nombre de voies;
CR, constantes de temps des liaisons;
τ, temps de montée des flancs (total);
θ_1, durée des impulsions.

On remarquera que les deux coefficients de la formule (36) résultent de la multiplication du coefficient de la modulation d'amplitude $\frac{\theta_1}{CR}$ [form. (16)], et du coefficient de la modulation de durée $\frac{\tau}{CR}$ [form. (30)].

2.15. Application numérique.

Reprenons l'exemple précédemment choisi. Ajoutons la donnée du temps de montée : $\tau = 0,1$ μs. On avait obtenu pour la modulation d'amplitude un taux de diaphonie de 54 dB.

Cela conduit pour la modulation de durée, dans les mêmes conditions, à un affaiblissement de diaphor[illegible] 2.10^{-4}, soit 74 dB.

Dar[illegible]s de modulation de position, les coefficien[illegible] des deux cas précédents se multiplient : autr[illegible]ment dit les affaiblissements en décibels s'ajoutent. On écrira donc :

Modulation de position; Diaphonie :

$$54 + 74 = 128 \text{ dB}.$$

2.16. Conclusions.

Ces résultats montrent de façon évidente les mérites respectifs des différents systèmes vis-à-vis de la diaphonie « basse fréquence ». Pourquoi dira-t-on alors, ne pas utiliser que la modulation de position dans les étages à vidéo directe ? La réponse est la suivante. On doit, pour réduire le prix des équipements, rendre les circuits individuels des voies (qui sont multipliés par n) aussi simples que possible. C'est donc la modulation d'amplitude qui sera communément choisie pour les modulateurs d'émission. Les voies modulées en amplitude seront ensuite ajoutées, amplifiées dans des organes communs, ordinairement transformées «en bloc» en voies à modulation de durée, puis en voies à modulation de position. Les trois types de modulation se rencontrent donc sur les voies ajoutées. Les calculs de tous les cas précédents ont donc leur intérêt.

3. DIAPHONIE HAUTE-FRÉQUENCE OU « DE TRAINÉE ».

3.1. Généralités.

Dans un amplificateur « video », on sait que les flancs verticaux des impulsions ne sont pas parfaitement reproduits du fait de la limitation de la bande passante du côté des fréquences élevées. C'est ce qui produit en particulier un temps fini de montée τ, comme nous l'avons déjà envisagé. Une impulsion présentant la forme théorique de la figure 14 peut être considérée pour l'étude des déformations en question comme décomposée en deux « échelons-unité » de signe inverse, décalés dans le temps d'un intervalle égal à la durée de l'impulsion θ_1 (*fig.* 15).

La méthode est de calculer les réponses de l'amplificateur aux deux échelons unités et de les composer.

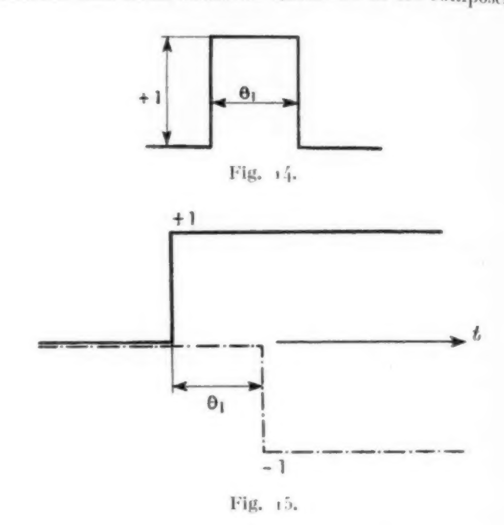


Fig. 14.

Fig. 15.

L'intérêt sera alors particulièrement porté sur les « traînées » qui sont la cause de diaphonie. Voici les différentes étapes du calcul :

1° La réponse du circuit amplificateur est donnée sous une forme « imaginaire » classique pour le régime sinusoïdal (en fonction de $j\omega$).

Il suffit de remplacer $j\omega$ par p, symbole de la dérivation en « calcul symbolique » pour connaître la réponse à l'échelon unité (sous forme symbolique : $F(p)$.

2° Il faut en déduire la réponse sous forme utilisable, c'est-à-dire sous la forme d'une fonction du temps : $F(t)$. La correspondance est obtenue en faisant appel aux règles de calcul et tableaux de correspondances du calcul symbolique. Rappelons qu'une des relations utilisées pour exprimer la loi de correspondance, est l'équation intégrale de Carson :

$$F(p) = p\int_0^{\infty} F(t)\, e^{-pt}\, dt. \tag{37}$$

Dans tous les cas communément rencontrés, qui ont fait l'objet des calculs de nombreux auteurs,

les réponses obtenues sont représentées sur les figures 16 et 17.

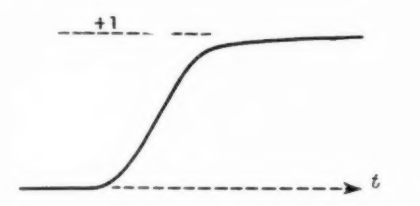


Fig. 16. — Réponse lorsqu'il n'y a pas de sur-oscillation.

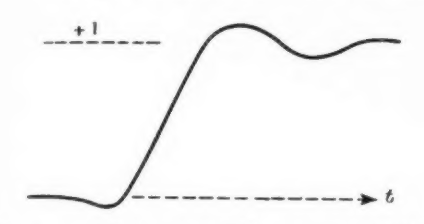


Fig. 17. — Réponse lorsqu'il y a sur-oscillation.

Les grandeurs définies habituellement sur ces réponses sont :

— Le temps de montée, période pendant laquelle le flanc passe de 0,1 à 0,9 de l'amplitude maximum (pratiquement le τ utilisé précédemment);
— L'amplitude de la sur-oscillation;
— La période de la sur-oscillation.

On remarquera, en outre, que le palier horizontal $+1$ n'est atteint que très lentement.

3° Comme l'amplificateur est linéaire, on a le droit de déduire la réponse à une impulsion du type de la figure 14, de l'addition des réponses successives aux deux perturbations unité de la figure 15. Ainsi on devra composer, en les inversant et les décalant de θ_1, deux réponses du type de la figure 16 ou 17. Imaginons, par exemple, des réponses suivant la figure 16. La composition donne (*fig.* 18) :

Les flancs sont déformés (temps de montée τ), et il existe une « traînée » qui, empiétant sur l'emplacement de la voie suivante est une cause de diaphonie. Il se présente une différence fondamentale par rapport à la diaphonie « basse fréquence » : les constantes de temps sont beaucoup plus faibles, les amortissements plus rapides, et la diaphonie n'est pas générale (nous le vérifierons par le calcul dans les prochains paragraphes).

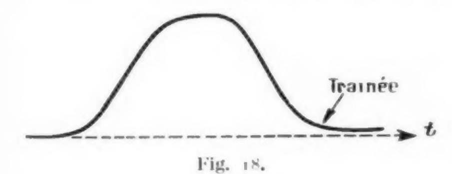


Fig. 18.

3.2. Amplificateur à résistances. Équations de base.

Nous partons d'un amplificateur du type de la figure 7. Pour la transmission des fréquences élevées, les tensions de grille de L_2 et de plaque de L_1 sont parfaitement identiques. Seul intervient l'effet de shunt de r par la somme des capacités parasites.

L'étage amplificateur peut être assimilé à une source à courant i constant (lampe pentode), dans laquelle est insérée la résistance r (d'anode), shuntée

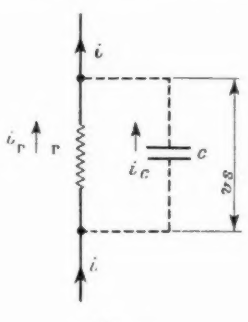


Fig. 19.

par une capacité c (toutes les capacités parasites mises en parallèle, comprenant notamment la capacité de sortie de L_1 et d'entrée de L_2). Le circuit de grille de L_2, R, n'intervient pas comme charge résistive ($R \gg r$) (*fig.* 19).

Le courant d'anode i est pris comme référence : il représente à une constante près la tension d'entrée. On écrit les relations suivantes, donnant en écriture « imaginaire » la tension de sortie (réponse de l'amplificateur) :

$$v_s = \frac{i}{y} = \frac{i}{\frac{1}{r} + jc\omega} = \frac{ri}{1 + jrc\omega}. \tag{38}$$

Pour $\omega = 0$ (théoriquement); pratiquement ω suffisamment faible de façon à ne pas faire intervenir les distorsions basse fréquence du chapitre précédent :

$$v_s = ri,$$

ce qui donne en valeur relative :

$$v_{s(\text{relatif})} = \frac{1}{1 + jrc\omega}. \tag{39}$$

En notation symbolique, p étant substitué à $j\omega$:

$$(40)\qquad v_s = F(p) = \frac{1}{1+prc}.$$

On doit en chercher l'original. Par simple utilisation des tableaux de correspondance du calcul symbolique :

$$(41)\qquad F(t) = 1 - e^{-\frac{t}{cr}}.$$

C'est la réponse à l'échelon unité.

Nota. — Dans ce cas simple, on pourrait utiliser directement l'équation du circuit. On écrirait (à $t = 0$, i passe de 0 à i_0)

$$i_0 = i_r + i_c,$$

avec :

$$i_r = \frac{v_s}{r}, \qquad i_c = \frac{dq}{dt} = c\frac{dv_s}{dt},$$

soit

$$i_0 = \frac{v_s}{r} + c\frac{dv_s}{dt}, \qquad ri_0 = v_s + cr\frac{dv_s}{dt}.$$

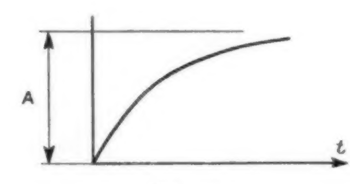


Fig. 20.

La solution est de la forme :

$$v_s = A\left(1 - e^{-\frac{t}{cr}}\right).$$

Pour $t = 0$, $v_s = 0$ et pour $t \to \infty$:

$$v_s \to ri_0 \to A.$$

Le résultat est analogue à (41) si l'on ne considère que les valeurs relatives.

La fonction (41), représentée sur la figure 20, est une exponentielle classique. Notons accessoirement que la lampe produit, comme on le sait, un retournement du sens des impulsions.

On peut aussi écrire en tenant compte des valeurs absolues :

$$(42)\qquad F(t) = A\left(1 - e^{-\frac{t}{cr}}\right).$$

Il faut maintenant composer les réponses dues au front avant et au front arrière de l'impulsion.

— Front avant :

$$F(t) = A\left(1 - e^{-\frac{t}{cr}}\right);$$

— Front arrière :

$$F(t) = -A\left(1 - e^{-\frac{t-\theta_1}{cr}}\right);$$

— Total :

$$(43)\qquad \begin{cases} F(t) = A\left(-e^{-\frac{t}{cr}} + e^{-\frac{t-\theta_1}{cr}}\right), \\ F(t) = A\,e^{-\frac{t}{cr}}\left(-1 + e^{\frac{\theta_1}{cr}}\right). \end{cases}$$

Cette équation n'est évidemment valable qu'à partir de $t = 0$.

3.3. Diaphonie (modulation d'amplitude).

Reportons-nous à l'équation (42). Pour un temps τ sensiblement inférieur à θ_1, durée de l'impulsion, on doit avoir pratiquement terminé la montée, c'est-à-dire que $e^{-\frac{\tau}{cr}}$ doit valoir au plus 0,1.

Ceci nous donne :

$$e^{\frac{\tau}{cr}} = 10.$$

En remplaçant τ par θ_1 qui lui est supérieur, on doit donc obtenir pour $e^{\frac{\theta_1}{cr}}$ de la formule (43) une valeur notablement supérieure à l'unité. On pourra donc négliger -1 devant le terme $e^{\frac{\theta_1}{cr}}$, et utiliser la formule simplifiée :

$$(44)\qquad F(t) = A\,e^{-\frac{t-\theta_1}{cr}}.$$

On rappelle que cette formule n'est écrite que pour $t > \theta_1$. Cette simplification correspond physiquement au fait, qu'étant donné les faibles constantes de temps, la traînée due au front avant de l'impulsion est négligeable devant la traînée due au front arrière. Ce qui est retenu dans (44) est en effet exactement cette traînée (*voir* l'expression de $F(t)$ du front arrière.)

Pour étudier la diaphonie en modulation d'amplitude, nous supposerons encore un brusque accroissement ΔA de A. La tension résiduelle varie de :

$$(45)\qquad \Delta v = \Delta A\,e^{-\frac{t-\theta_1}{cr}}$$

et la perturbation de diaphonie vaut :

$$(46)\qquad \frac{\Delta v}{\Delta A} = e^{-\frac{t-\theta_1}{cr}}.$$

Il faut distinguer la perturbation pour $t = \theta_1 + \theta_2$, sur le front avant de l'impulsion perturbée :

$$\frac{\Delta v}{\Delta A} = e^{-\frac{\theta_2}{cr}}$$

et la perturbation pour $t = \theta_1 + \theta_2 + \theta_1$, sur son front arrière :

$$\frac{\Delta v}{\Delta A} = e^{-\frac{\theta_2 + \theta_1}{cr}}.$$

Par suite des constantes de temps, le rapport entre la perturbation « avant » et la perturbation « arrière » qui s'écrit : $e^{\frac{\theta_1}{cr}}$ est très grand (*voir* plus haut).

A plus forte raison, la perturbation n'atteint que la première voie; les voies suivantes sont perturbées de façon négligeable. Pour analyser exactement la diaphonie sur l'impulsion perturbée dans sa totalité, il convient de rechercher la valeur moyenne de la perturbation pendant la durée θ_1 de l'impulsion.

$$\left(\frac{\Delta v}{\Delta A}\right)_{\text{moy}} = \frac{1}{\theta_1}\int_{\theta_1+\theta_2}^{2\theta_1+\theta_2} e^{-\frac{t-\theta_1}{cr}}\,\mathrm{d}t = \frac{e^{\frac{\theta_1}{cr}}}{\theta_1}\int_{\theta_1+\theta_2}^{2\theta_1+\theta_2} e^{-\frac{t}{cr}}\,\mathrm{d}t,$$

ce qui donne, tous calculs faits (on négligera au cours des calculs $e^{-\frac{\theta_1}{cr}}$ devant l'unité) :

$$(47)\qquad \left(\frac{\Delta v}{\Delta A}\right)_{\text{moy}} = \frac{cr}{\theta_1} e^{-\frac{\theta_2}{cr}}.$$

En principe, chaque voie n'est perturbée que par la précédente, ce qui fait que le résultat est le même quel que soit le nombre n de voies. Pour N étages identiques, la diaphonie est multipliée par N. Par un raisonnement analogue aux cas précédents, la perturbation de diaphonie est également le taux de diaphonie qui s'écrit ainsi :

(48) Taux de diaphonie :

$$N\frac{cr}{\theta_1} e^{-\frac{\theta_2}{cr}}.$$

3.4. Application numérique.

On prendra :

$$\begin{aligned} \theta_1 &= 1 \ \mu s = 10^{-6}\ \text{s}, \\ \theta_2 &= 2 \ \mu s = 2.10^{-6}\ \text{s}, \\ cr &= 0{,}2\ \mu s = 2.10^{-7}\ \text{s}, \\ N &= 6. \end{aligned}$$

Taux de diaphonie:

$$6\cdot\frac{2.10^{-7}}{10^{-6}} e^{-\frac{2.10^{-6}}{2.10^{-7}}} = 0{,}12\, e^{-10},$$

soit 12,1 np (105 dB).

Le temps de montée des flancs est défini comme nous l'avons dit par :

$$e^{\frac{\tau}{cr}} = 10 = e^{\frac{\tau}{2.10^{-7}}}.$$

Il vaut 0,46 μs (il s'agit d'un temps « moyen »). Ainsi la diaphonie est très faible si les temps de montée sont corrects (0,46 μs constitue déjà un temps de montée relativement long).

3.5. Modulation de durée.

Nous utilisons la relation (44)

$$F(t) = A\, e^{-\frac{t-\theta_1}{cr}} = A\, e^{-\frac{t}{cr}} e^{\frac{\theta_1}{cr}}.$$

Envisageons cette fois-ci la variation brusque $\Delta\theta_1$ de θ_1, comme il peut s'en produire par déplacement du front arrière de l'impulsion perturbatrice en modulation de durée. Il en résulte une variation brusque de l'amplitude du résidu que nous chiffrons par la différentielle :

$$\Delta v = \frac{A}{cr} e^{-\frac{t}{cr}} e^{\frac{\theta_1}{cr}} \Delta\theta_1.$$

La perturbation est fonction de θ_1. Elle est en plus dominante sur le flanc avant de l'impulsion perturbée, placée à $t = \theta_1 + \theta_2$. Sur ce flanc la perturbation vaut :

$$(49)\qquad \Delta v = \frac{A}{cr} e^{-\frac{\theta_1+\theta_2}{cr}} e^{\frac{\theta_1}{cr}} \Delta\theta_1 = \frac{A}{cr} e^{-\frac{\theta_2}{cr}} \Delta\theta_1.$$

On notera que la perturbation contient θ_2; celà veut dire que le $\frac{\Delta v}{\Delta\theta_1}$ n'est pas le même en tous les points du cycle de modulation de l'impulsion perturbatrice. C'est la première fois que nous rencontrons ce cas. Nous y renviendrons.

Soit τ le temps de montée du flanc avant de l'impulsion perturbée (nous l'appellerons impulsion de durée θ'_1). Pour voir la répercussion du résidu d'amplitude donné par (49) sur la position de ce flanc, le raisonnement sera le même qu'au paragraphe 2.13 (voir *fig.* 12).

A un accroissement de hauteur de Δv correspondra un déplacement du flanc de $\Delta\theta'_1$ tel que :

$$(50)\qquad \frac{\Delta v}{\Delta\theta'_1} = \frac{A}{\tau}, \qquad \Delta\theta'_1 = \frac{\tau}{A}\Delta v.$$

Combinant (49) et (50) on obtient :

$$\Delta\theta'_1 = \frac{\tau}{A}\frac{A}{cr} e^{-\frac{\theta_2}{cr}} \Delta\theta_1,$$

soit :

$$(51)\qquad \frac{\Delta\theta'_1}{\Delta\theta_1} = \frac{\tau}{cr} e^{-\frac{\theta_2}{cr}};$$

là encore, le rapport $\frac{\Delta\theta'_1}{\Delta\theta_1}$ dépend de θ_2. Comme θ_2 varie au cours du cycle de modulation, la diaphonie

n'est plus donnée par un simple affaiblissement de la modulation perturbatrice. Même si l'on suppose au repos la voie perturbée, l'induction de diaphonie sera forte d'un côté du cycle de modulation de la voie perturbatrice, et faible de l'autre. Cela conduira à un résidu dans la voie perturbée qui pour une modulation perturbatrice sinusoïdale aurait l'allure de la figure 21. La diaphonie n'est pas linéaire. On se contentera donc ici de définir une perturbation de diaphonie que l'on s'efforcera de maintenir à une valeur acceptable pour le θ_2 minimum, c'est-à-dire pour l'intervalle dit « de garde ». Toujours pour N étages et quel que soit le nombre des voies :

$$\text{Diaphonie} = N\frac{\tau}{cr}e^{-\frac{\theta_2}{cr}} \tag{52}$$

dans les conditions de l'application numérique

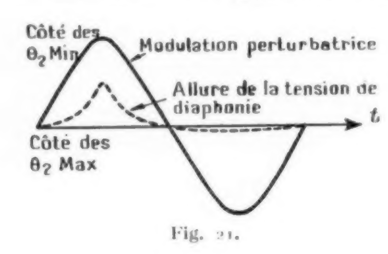


Fig. 21.

(3.4), on trouverait 80 dB environ pour le même θ_2 qui serait ici un θ_2 minimum.

3.6. Modulation de position.

Il n'y a pas de différence avec le cas précédent. Seul intervient en effet le déplacement du flanc arrière de l'impulsion perturbatrice. On a le même déplacement dans la modulation de position, et les effets sont identiques.

3.7. Cas de réponse avec sur-oscillation.

La méthode générale reste valable, mais les cas sont trop divers, et, disons-le, souvent trop compliqués pour qu'un exposé systématique puisse être fait. On se contentera d'assurer une bande passante suffisante et un amortissement assez rapide des sur-oscillations pour remplir largement les conditions de diaphonie. Le but est du reste facile à atteindre si l'on se propose déjà de reproduire les impulsions avec une forme correcte.

On peut établir le résumé suivant de la méthode générale :

— Calculer la réponse au signal unité;

— Composer deux réponses décalées de θ_1, pour avoir la réponse à une impulsion;

— Voir comment varie le résidu d'amplitude lorsque varie l'amplitude, ou la durée, ou la position de l'impulsion perturbatrice;

— Dans le cas de modulation de durée ou de position, voir l'action de ces variations sur la position du flanc utilisé à la démodulation.

Dans le décalage des deux réponses au signal unité, on remarquera qu'en fonction de la période de sur-oscillation et du décalage θ_1, des effets variables de compensation de la sur-oscillation résiduelle peuvent être obtenus.

3.8. Cas des étages en haute fréquence modulée.

L'enveloppe de modulation subit des déformations du même genre qu'en video directe, et ceci pour les mêmes causes (les capacités parasites). Ainsi un étage à circuit antirésonnant, possédant la même capacité totale c et la même résistance de charge r donne lieu sur l'enveloppe de la haute fréquence à la réponse transitoire :

$$F(t) = 1 - e^{-\frac{t}{2cr}}, \tag{53}$$

expression identique à (41) à la différence près que la constante de temps est multipliée par 2.

Ceci résulte du principe général dit « de transposition » qu'il nous suffira de rappeler ici :

Principe de transposition. — Si en parallèle sur toutes les capacités d'un amplificateur basse fréquence (video directe), nous plaçons une self de façon à nous accorder (par antirésonance) sur une pulsation « porteuse » ω_0.

Si en série avec toutes les selfs, nous plaçons une capacité, de façon à nous accorder (par résonance) sur la même fréquence porteuse ω_0, nous obtenons un circuit dit « transposé » susceptible de fonctionner en haute fréquence modulée autour de la porteuse ω_0, et, donnant sur l'enveloppe de modulation, et avec une pulsation de modulation moitié de la pulsation basse fréquence directe, les mêmes résultats qu'en basse fréquence directe. L'équivalence, valable en régime sinusoïdal, l'est aussi en régime transitoire. On y divisera alors le temps par 2 comme dans (53) pour tenir compte de la règle.

3.9. Conclusions.

Les calculs menés à propos de l'étage à résistances montrent les méthodes à utiliser. Ils conduisent à

des résultats intéressant en mettant surtout en évidence le fait que si l'on s'arrange pour reproduire correctement les impulsions dans leur forme, la diaphonie est très réduite et les résultats très supérieurs aux exigences courantes.

4. DIAPHONIE DES DISPOSITIFS CONVERTISSEURS.

4.1. Généralités.

Comme nous l'avons déjà dit, les voies seront normalement modulées en amplitude dans les organes individuels de voies. Après qu'elles auront été ajoutées, on fera subir à l'ensemble :

— Un passage de la modulation d'amplitude à la modulation de durée;
— Un passage de la modulation de durée à la modulation de position.

Ces transformations seront assurées par les dispositifs « convertisseurs » dont il convient d'étudier l'action sous l'angle de la diaphonie.

4.2. Convertisseur « amplitude-durée », fonctionnement général.

Le schéma utilisé est représenté par la figure 22. La lampe L_1 sert de lampe de commande. A des impulsions rectangulaires positives appliquées à la grille de L_1 et modulées en amplitude, correspondent sur la plaque des impulsions rectangulaires négatives proportionnelles. Ces impulsions sont communiquées par l'intermédiaire d'un dispositif CR à la grille de commande de L_2. La résistance de grille de L_2 est rappelée au $+V$, tension d'anode, ce qui constitue une caractéristique essentielle du système. Mais au repos (dans l'intervalle entre les impulsions), par suite du courant de grille parcourant R, le potentiel de grille de L_2 est zéro et non $+V$.

L'état de repos est défini comme suit :

Courant de L_1 : nul;
Tension de plaque de L_1 et armature « gauche » de C : au potentiel $+V$;
Tension de grille de L_2 et armature « droite » de C : au potentiel zéro;
Courant de L_2 : maximum (effet apparent de saturation).

Lorsqu'une impulsion positive est appliquée à la grille de L_1, tout de suite après application du front avant, on trouve l'état suivant :

Courant de L_1 : proportionnel à l'amplitude de l'impulsion;
Tension de plaque de L_1 et armature « gauche » de C : au potentiel $V—A$;

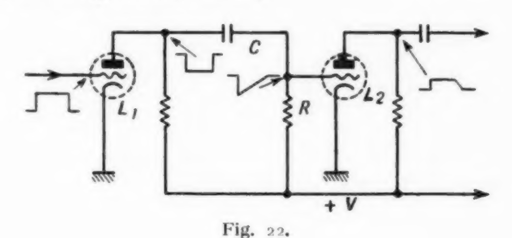


Fig. 22.

Tension de grille de L_2 et armature « droite » de C : au potentiel $—A$;
Courant de L_2 : nul, l'amplitude $—A$ est telle que la lampe est fortement bloquée.

Dans la brusque application du front avant de l'impulsion, la différence de potentiel aux bornes de C ne peut changer. Les tensions des sources restant constantes (on suppose que la durée θ_1 de l'impulsion couvre toute cette partie du cycle), on se trouve en présence du circuit équivalent représenté sur la figure 23. Le phénomène est celui de la charge d'un condensateur dans un circuit comportant résistances et sources.

Le courant de charge du condensateur obéit à la loi générale :

$$i = I_0 e^{-\frac{t}{CR}} \tag{54}$$

et la tension aux bornes de R s'écrit en conséquence :

$$u_R = RI_0 e^{-\frac{t}{CR}}. \tag{55}$$

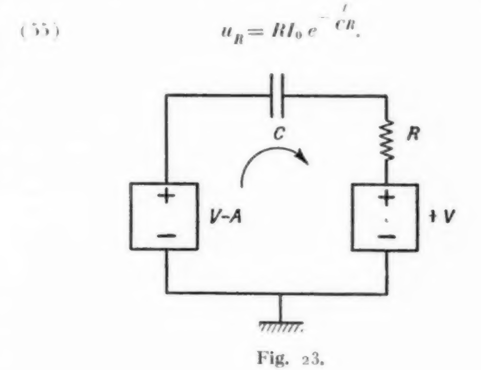


Fig. 23.

Déterminons I_0 par les conditions initiales. Tout de suite après application du front avant, pour $t = 0$, on trouve comme force électromotrice globale en série dans le circuit :

$$V - A - V - V = -(A + V),$$

donc :

$$(56) \qquad I_0 = -\frac{A+V}{R}, \qquad u_R = -(A+V)\,e^{-\frac{t}{CR}}.$$

Et en ajoutant à u_R la tension V, on obtient la tension de grille de L_2 :

$$(57) \qquad u_g = V - (A+V)\,e^{-\frac{t}{CR}}.$$

Pour $t = 0$, on retrouve $u_g = -A$. Ensuite la tension varie suivant une loi exponentielle, la valeur théorique d'équilibre pour $t \to \infty$ étant $u_g = +V$. En fait on ne peut dépasser $u_g = 0$ à cause de l'action du courant de grille.

La durée θ pendant laquelle la tension de grille de L_2 est négative est proportionnelle à l'amplitude A : c'est ce qui réalise la transformation.

Le courant d'anode de L_2 passe, avec le front raide initial, de son maximum à zéro. L_2 reste bloquée jusqu'au point où u_g atteint $-V_g$, tension de blocage de la lampe. Le courant varie alors rapidement de zéro à son maximum qu'il atteint lorsque u_g devient nul. Sur la plaque de L_2, on recueille des impulsions positives, d'amplitude constante et de durée variable θ, proportionnelle à A.

4.3. Diaphonie.

Mais au bout du temps θ_1 arrive le second front (positif) de l'impulsion. Le courant plaque de L_1 passe alors à zéro, et sur la grille de L_2 on devrait

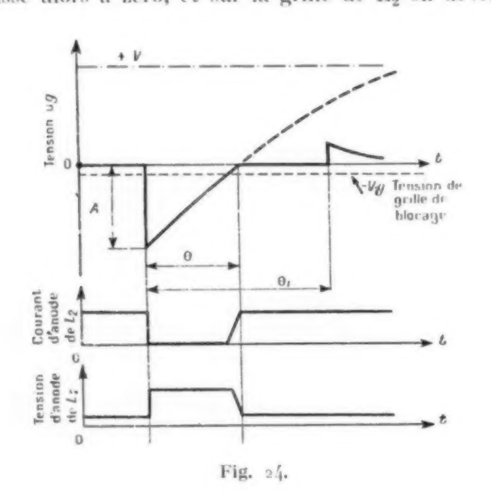


Fig. 24.

théoriquement avoir le front A positif. Mais en réalité le développement de cette tension est fortement freiné par suite de l'action de limitation due au courant de grille. Cette limitation ne peut être chiffrée; elle dépend des caractéristiques de la lampe L_2. Il se produit néanmoins une pointe de tension positive sur la grille de L_2 d'amplitude αA (α assez petit). Puis, on tend, suivant une loi de forme exponentielle vers l'état d'équilibre $u_g = 0$. La constante de temps de cette décharge est mal établie, car elle fait intervenir la résistance de fuite de grille, peu connue, et variable du reste avec l'amplitude.

Il existe de toute façon un résidu d'amplitude qui subsiste sur l'impulsion suivante. Ce résidu est proportionnel à A. Il agit sur l'amplitude du front avant suivant, donc finalement sur la durée de l'impulsion transformée. C'est ce résidu qui constitue la diaphonie du système convertisseur.

On a intérêt à utiliser pour C une valeur aussi faible que possible : on diminuera ainsi l'importance de la diaphonie. La constante de temps CR devant permettre le fonctionnement suivant la figure 24, on ajustera donc R en conséquence.

Les constantes de temps sont telles que la diaphonie n'existe que d'une voie sur la suivante; la diaphonie n'est pas générale.

4.4. Application numérique.

Une valeur possible pour CR serait par exemple :

$$CR = 5.10^{-6}\ \text{s}.$$

Il faut adopter un C suffisamment élevé pour que les capacités parasites n'aient pas trop d'influence. Soit, par exemple,

$$C = 50\ \text{pF} = 5.10^{-11}\ \text{F}.$$

On en déduit :

$$R = 100\,000\ \Omega.$$

Admettons très approximativement que la grille, dans ses régions positives, présente une résistance apparente de 1000 Ω.

Le front arrière (perturbateur) produirait, par exemple, sur la grille de L_2 une pointe positive de $\frac{1}{5}$ (en évaluant le rapport entre impédance directe et inverse qui peut être offert à la plaque de L_1).

La pointe perturbatrice s'amortirait avec une constante de temps de :

$$CR = 5.10^{-11}.10^{3} = 0,5.10^{-7}\ \text{s}.$$

Si la prochaine impulsion (front avant) est distante de 15 µs de la perturbation (valeur plau-

sible), on aurait un facteur d'affaiblissement de :

$$e^{-\frac{t}{CR}} = e^{-\frac{1,5.10^{-7}}{0,5.10^{-7}}} = e^{-3}$$

représentant 3 np, soit 26 dB.

Le rapport $\frac{1}{50}$ représente par ailleurs 34 dB.

L'affaiblissement total de diaphonie serait de :

$$26 + 34 = 60 \text{ dB}.$$

Si l'on voulait faire mieux, il faudrait diminuer C; mais alors attention aux capacités parasites !

4.5. **Convertisseur « durée-position », fonctionnement général.**

Les impulsions modulées en durée ont, par le fait même du précédent convertisseur, leur flanc arrière (le flanc modulé) qui présente un certain temps de montée, τ. Leur flanc avant peut présenter un temps de montée différent. Comme il est de position fixe, il ne peut donner lieu à diaphonie et nous ne nous en occuperons pas.

Pour nos calculs, le signal « modulé en durée » sera représenté comme issu d'un générateur (*fig.* 25). L'ensemble cr assure la « dérivation » nécessaire à la transformation cherchée, la tension dérivée étant recueillie aux bornes de r.

Le train d'impulsions de la source est également

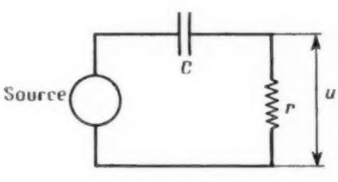


Fig. 25.

représenté sur la figure 26. On suppose aux impulsions une polarité négative, ceci simplement pour la commodité de l'écriture des calculs. Nous prenons pour $t = 0$ le point indiqué sur la figure 26, soit le début de la montée du flanc utile. Nous supposons que sur r la tension de départ est nulle; en fait le résidu est très faible et, par suite de la linéarité du circuit, il n'y a pas d'inconvénient à le négliger.

Pendant la montée τ, la tension de source a pour expression (le maximum d'amplitude est pris égal à l'unité) :

$$(58) \qquad u(t) = \frac{t}{\tau}.$$

Le circuit peut être consideré comme un quadripôle très simple. Les bornes d'entrée sont les bornes du générateur, les bornes de sortie les extrémités de la résistance r.

Ce quadripôle possède une certaine réponse à l'échelon unité que les règles de calcul classiques permettent d'écrire :

$$(59) \qquad F(t) = e^{-\frac{t}{cr}}.$$

(réponse indicielle du réseau).

C'est la courbe du courant de charge du condensateur. La réponse à une tension $u(t)$ (qui n'est plus

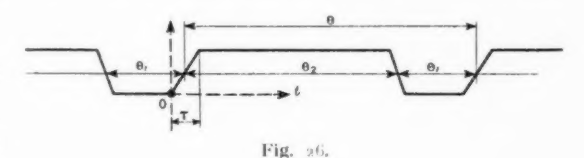


Fig. 26.

le signal unité) d'un réseau dont la réponse indicielle est $F(t)$, est donnée par la relation (*voir* un Ouvrage sur le calcul symbolique) :

$$(60) \qquad r(t) = \frac{d}{dt} \int_0^t u(s) f(t-s)\, ds,$$

soit dans notre cas :

$$r(t) = \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{s}{\tau} e^{-\frac{t-s}{cr}}\, ds = \frac{d}{dt} \frac{e^{-\frac{t}{cr}}}{\tau} \int_0^t s\, e^{\frac{s}{cr}}\, ds.$$

L'intégrale définie :

$$I = \int_0^t s\, e^{\frac{s}{cr}}\, ds$$

s'écrit, tous calculs faits :

$$(61) \qquad I = crt\, e^{\frac{t}{cr}} + c^2 r^2 \left(1 - e^{\frac{t}{cr}}\right).$$

L'expression à dériver pour avoir $r(t)$ s'écrit donc

$$\frac{crt}{\tau} - \frac{c^2 r^2}{\tau} e^{-\frac{t}{cr}} - \frac{c^2 r^2}{\tau},$$

la dérivation donnant :

$$(62) \qquad r(t) = \frac{cr}{\tau}\left(1 - e^{-\frac{t}{cr}}\right).$$

C'est la tension du temps de montée, représentée sur la figure 27.

Pour obtenir une véritable dérivation, on doit adopter un faible cr vis-à-vis de τ. La figure est, par exemple, tracée avec $cr = \frac{\tau}{10}$. L'équation (62) montre que l'amplitude de l'impulsion dérivée

vaut $\frac{cr}{\tau}$. Elle est d'autant plus petite que la dérivation est parfaite.

Pour la période s'étendant au delà de τ, on se trouve en présence d'un circuit comportant, en série, une source constante, un condensateur, et

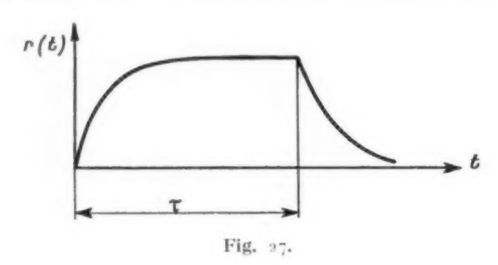


Fig. 27.

une résistance. Le courant a pour expression générale :

$$i = i_0 e^{-\frac{t}{cr}}$$

et la tension aux bornes de r pour valeur :

$$u = u_0 e^{-\frac{t}{cr}} \tag{63}$$

en prenant pour $t = 0$ le début de cette deuxième phase. La tension de départ u_0 est celle d'aboutissement de la première phase, soit pratiquement si la dérivation est bien assurée :

$$u_0 = \frac{cr}{\tau}.$$

Nous aurons ainsi :

$$u = \frac{cr}{\tau} e^{-\frac{t}{cr}}. \tag{64}$$

4.6. **Diaphonie.**

Le résidu de l'impulsion dérivée est donné par (64). Il faut le considérer à la distance :

$$t = \theta = \theta_1 + \theta_2,$$

période de recurrence, c'est-à-dire là où se place l'impulsion suivante susceptible d'être perturbée. D'où le résidu :

$$u = \frac{cr}{\tau} e^{-\frac{\theta}{cr}}. \tag{65}$$

Nota. — Par suite de la linéarité des circuits, la dérivation qui se place entre temps, sur le front avant de l'impulsion suivante n'a aucune action sur ce résidu, tout au moins en ce qui concerne la diaphonie.

Le résidu (65) est variable en amplitude par suite de la variation de θ. Si nous supposons un brusque accroissement $\Delta\theta$, résultant de la modulation d'une voie perturbatrice, il en résulte une brusque variation de l'amplitude du résidu, donnée par la différentielle :

$$\Delta u = -\frac{1}{\tau} e^{-\frac{\theta}{cr}} \Delta\theta. \tag{66}$$

Comme l'impulsion perturbée ne présente pas un flanc parfaitement vertical, la variation Δu produit un déplacement de ce flanc le long de l'axe des temps. C'est le phénomène déjà étudié sur la figure 12. Mais ici (voir *fig.* 27) les flancs de l'impulsion perturbée ne sont pas très droits. Nous considérerons le phénomène sur la figure 28 et pourrons écrire à propos de cette figure : $\frac{\Delta u}{\Delta\theta_1} = \frac{du}{dt}$ de la courbe au point considéré.

Cette dérivée, tirée de (62), s'écrit :

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{cr}}. \tag{67}$$

Pour prendre une valeur défavorable, on peut considérer le point d'amplitude 0,9, pour lequel :

$$e^{-\frac{t}{cr}} = 0,1,$$

on aura :

$$\frac{du}{dt} = \frac{0,1}{\tau} = \frac{1}{10\tau},$$

donc

$$\frac{\Delta u}{\Delta\theta'} = \frac{1}{10\tau}, \qquad \Delta\theta' = 10\tau\,\Delta u. \tag{68}$$

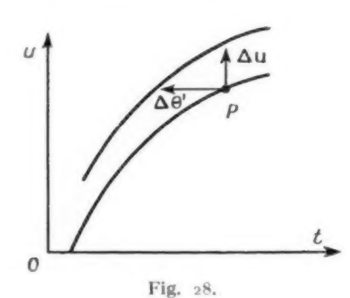


Fig. 28.

Combinant (66) et (68) :

$$\Delta\theta' = -10\, e^{-\frac{\theta}{cr}} \Delta\theta,$$

$$\text{Diaphonie } \frac{\Delta\theta'}{\Delta\theta} = -10\, e^{-\frac{\theta}{cr}}. \tag{69}$$

La diaphonie est donnée par (69). θ variant au cours du cycle de modulation, le $\frac{\Delta\theta'}{\Delta\theta}$ varie lui-même

dans de grandes proportions. On se trouve dans le cas de diaphonie non linéaire illustrée par la figure 21.

4.7. Application numérique.

Pour une dérivation acceptable, on aura adopté par exemple $cr = \frac{\tau}{5}$. θ espacement des impulsions sera, par exemple, pour le rapprochement maximum des impulsions, égal à 2τ

$$\frac{\Delta\theta'}{\Delta\theta} = 10\, e^{-\frac{2\tau}{\frac{\tau}{5}}} = 10\, e^{-10}.$$

Affaiblissement du terme exponentiel de 10 np (87 dB). Le coefficient 10 donne 20 dB en moins. Au total : 67 dB de diaphonie, bien que notre exemple corresponde à des conditions très pessimistes.

4.8. Conclusions.

Les applications numériques faites dans ce chapitre montrent que le cas du transformateur « amplitude-durée » est assez critique. Celà peut souvent conduire à réaliser deux convertisseurs, un pour les voies « impaires », l'autre pour les voies « paires », de manière à augmenter l'intervalle entre les voies appliquées au convertisseur. On remplit, par contre, aisément de très bonnes conditions de diaphonie avec le convertisseur « durée-position ».

4.9. Conclusions générales.

Nous nous sommes efforcés au cours de notre exposé de donner une idée de tous les phénomènes, même au moyen de méthodes approchées. Les exemples numériques choisis indiquent les ordres de grandeur.

L'avantage principal en ce qui concerne la diaphonie dans les multiplex à impulsions, c'est que celle-ci est produite par une suite de circuits défectueux qu'il est possible d'analyser et d'améliorer séparément. On peut ainsi progressivement obtenir d'excellents résultats d'ensemble.

Enfin on a vu, par la suite des calculs, qu'aucun point n'est vraiment critique (sauf peut-être le convertisseur « amplitude-durée »), lorsqu'on réalise les bandes passantes (haute et basse) convenables. Pour les multiplex courants (12 ou 24 voies), les performances de bande passante exigées sont de celles qu'il est relativement aisé d'obtenir.

BIBLIOGRAPHIE.

Modulation par impulsions.

R. Rigal, *Cours de Radioélectricité générale*, t. 3, livre 1 : *L'émission*; chap. V : *Modulation par impulsions* (Éditions Eyrolles, Paris).

J. Fagot, *Calcul et construction des oscillateurs, des amplificateurs de puissance et des modulateurs*, fasc. III, chap. XIII : *Émetteurs à modulation par impulsions* (Cours de l'E.S.E., Malakoff, 1952).

P. David, *La réception* (Cours de l'E.S.E., compléments portant sur la modulation par impulsions).

P. Besson, *Modulation par impulsions* (vol. *Électronique*, de « Techniques de l'Ingénieur », t. 2, 26, place Dauphine, Paris, 1er, 1953).

G. Potier, *L'utilisation des convertisseurs de modulation dans les équipements multiplex à impulsions* (*Onde électrique*, avril 1950).

Calcul symbolique. Régimes transitoires.

A. Angot, *Compléments de Mathématiques à l'usage des ingénieurs* (Éditions de la *Revue d'Optique* Paris).

R. Potier et J. Laplume, *Le calcul symbolique et quelques applications à la physique et à l'électricité* (Hermann et Cie, Paris, 1943).

J. Fagot, *La transmission des régimes transitoires dans les circuits radioélectriques* (*Rev. gén. Électr.*, novembre 1944).

Diaphonie.

J. E. Flood, *Crosstalk in time-division-multiplex communication systems using pulse-position and pulse-length modulation* (*Proc. Inst. Electr. Eng.*, Part IV, avril 1952).

S. Moskowitz, L. Diven et L. Feit, *Crosstalk considerations in time-division multiplex systems* (*Proc. Inst. Radio Eng.*, 1950, p. 1330).

H. Gardere et J. Oswald, *Étude de la diaphonie dans les systèmes multiplex à impulsions* (*Câbles et Transmission*, t. 2, 1948, p. 173).

IMPULSIONS DE GAUSS.

Par J. P. VASSEUR,
Direction technique de la S. F. R.

Sommaire. — *Un filtre très simple à résistance-capacité permet de transformer une impulsion très fine en une impulsion aussi voisine que l'on veut d'une impulsion de Gauss. L'équivalent passe-bande de ce filtre est constitué par un amplificateur à circuits accordés simples tous alignés sur la même fréquence.*

Une méthode simple permet de déterminer la distorsion d'une impulsion de Gauss dans le cas de la transmission en modulation de fréquence au moyen de dispositifs imparfaits. On doit augmenter légèrement la largeur de bande de la liaison pour éviter la diaphonie entre impulsions successives introduite par cette distorsion.

L'emploi des impulsions de Gauss semble particulièrement désirable pour les liaisons multiplex à modulation par impulsions. (C. D. U. : 621.396.619.16.)

Summary. — *A very simple resistance-capacity filter enables a very narrow pulse to be transformed into one which can be brought as near as desired to a gaussian shape. The band-pass equivalent of this filter can be represented by an amplifier with simple tuned circuits all lined up on the same frequency.*

A simple method enables the distortion of a gaussian pulse to be determined, in the case of F. M. transmission with imperfect devices.

The bandwidth of the circuit requires to be slightly increased to avoid the crosstalk between successive pulses which arises from this distortion.

The use of gaussian pulses appears particularly desirable for pulse-modulated multiplex circuits. (H. D. C. : 621.396.619.16.)

1. INTRODUCTION.

Les procédés de modulation par impulsions sont maintenant très employés, en particulier dans les liaisons de téléphonie multiplex ou de télégraphie. On cherche d'une façon générale à obtenir un rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ élevé en utilisant une bande de fréquences étroite. Toutes autres choses égales, ces deux quantités dépendent de la forme des impulsions utilisées et l'on peut voir que les meilleures impulsions à employer sont celles qui ont la forme de la courbe en cloche de Gauss.

En effet, on peut diviser le bruit de la liaison en trois termes, le bruit de fond, la diaphonie dans le cas d'un multiplex et le brouillage dû aux liaisons voisines.

On démontre qu'avec un récepteur donné le rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit de fond}}$ est optimum quand la forme du signal reçu est la transformée de Fourier de sa courbe de bande passante. Or la courbe de bande passante de la plupart des récepteurs est assez bien approchée par une courbe de Gauss et l'on sait que cette fonction est sa propre transformée de Fourier. De ce point de vue les impulsions de Gauss se présentent donc comme presque optima.

D'autre part, la diaphonie dans les multiplex à impulsions est produite par la traînée des fronts arrières. Il y a donc intérêt à utiliser des impulsions qui reviennent très vite à zéro. Les impulsions rectangulaires seraient très souhaitables, mais occupent un spectre de fréquence prohibitif. Les impulsions de Gauss qui descendent très vite à zéro tout en ayant un spectre très étroit représentent un excellent compromis et probablement le meilleur.

Enfin, pour éviter le brouillage par des liaisons voisines, on a intérêt à rendre maximum le rapport entre l'énergie contenue dans la bande de fréquence

allouée à l'énergie totale émise. Encore ici on démontre [1] que, au moins dans les cas pratiques, l'impulsion de Gauss a la forme optimum.

L'emploi des impulsions de Gauss paraissant donc particulièrement désirable, nous étudierons d'abord les moyens de les produire, puis ensuite la déformation qu'elles subissent quand la liaison n'est pas parfaite en examinant surtout le cas de la transmission par modulation de fréquence.

2. PROPRIÉTÉS FONDAMENTALES.

La courbe en cloche de Gauss a l'expression

$$y = e^{-x^2}.$$

Quand x augmente, y tend très rapidement vers zéro, comme on peut le voir dans le tableau I.

TABLEAU I.

x.	y.	x.	y.
0......	1	4......	$1,12.10^{-7}$
1......	0,368	5......	$1,39.10^{-11}$
2......	$1,83.10^{-2}$	10......	$3,72.10^{-44}$
3......	$1,23.10^{-4}$		

Rappelons que, tracée sur du papier semi-logarithmique, cette courbe prend la forme d'une parabole (voir *fig.* 15).

La courbe de Gauss est sa propre transformée de Fourier, c'est-à-dire que l'on a

$$e^{-\pi\frac{t^2}{t_1^2}} = t_1 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\pi t_1^2 f^2} e^{2j\pi t f}\, df,$$

$$e^{-\pi t_1^2 f^2} = \frac{1}{t_1} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\pi\frac{t^2}{t_1^2}} e^{-2j\pi t f}\, dt,$$

t_1 étant une constante de la dimension d'un temps.

Une impulsion de la forme

$$v(t) = e^{-\frac{t^2}{t_1^2}}$$

a donc pour spectre

$$\Phi(f) = e^{-\pi^2 t_1^2 f^2}.$$

Imaginons maintenant une liaison multiplex dans laquelle les impulsions successives transportent les informations de différentes voies téléphoniques. Supposons qu'à la réception les voies soient séparées par un « gating » étroit voisin du maximum des impulsions. La diaphonie sera produite par l'amplitude résiduelle à cet instant des impulsions précédentes et suivantes, les autres étant tout à fait négligeables.

Soit T_0 l'intervalle séparant deux impulsions successives (*fig.* 1).

Le signal utile a pour amplitude 1 et la diaphonie a pour amplitude $2e^{-\frac{T_0^2}{t_1^2}}$.

Le taux de diaphonie est donc

$$D = \frac{1}{2} e^{\frac{T_0^2}{t_1^2}},$$

d'où l'on tire

$$\frac{T_0^2}{t_1^2} = \log_e 2D.$$

Cette relation montre que la diaphonie, comptée en décibels, décroît à peu près comme le carré de l'intervalle entre les impulsions.

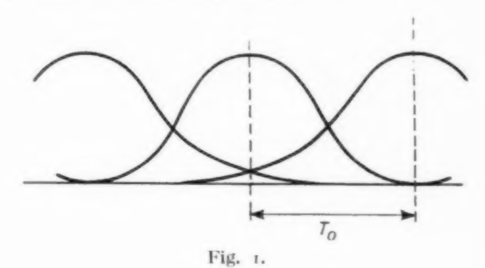


Fig. 1.

D'autre part, la fréquence F_0 pour laquelle l'amplitude du spectre est tombée à $\frac{1}{q}$ de sa valeur pour les très basses fréquences est donnée par

$$\frac{1}{q} = e^{-\pi^2 t_1^2 F_0^2},$$

d'où

$$\pi^2 t_1^2 F_0^2 = \log_e q.$$

La largeur de bande vidéo nécessaire pour obtenir une diaphonie donnée est égale à F_0 et est fournie par la relation

$$T_0^2 F_0^2 = \frac{1}{\pi^2} \log_e 2D \log_e q$$

ou, en remarquant que $N = \frac{1}{T_0}$ représente le nombre d'impulsions par seconde

$$F_0 = \frac{N}{\pi} (\log_e 2D \log_e q)^{\frac{1}{2}}.$$

Par exemple, la largeur de bande à 40 dB nécessaire pour obtenir une diaphonie de 40 dB vaut 1,57 N et vaut 2,15 N pour une diaphonie de 80 dB.

Le spectre d'une suite récurrente d'impulsions se compose de raies écartées de la fréquence de récurrence et dont l'enveloppe est le spectre d'une impulsion isolée.

Dans le cas d'impulsions de Gauss assez rapprochées, le spectre comprendra donc une composante continue, une raie importante à la fréquence de récurrence et d'autres raies beaucoup plus petites.

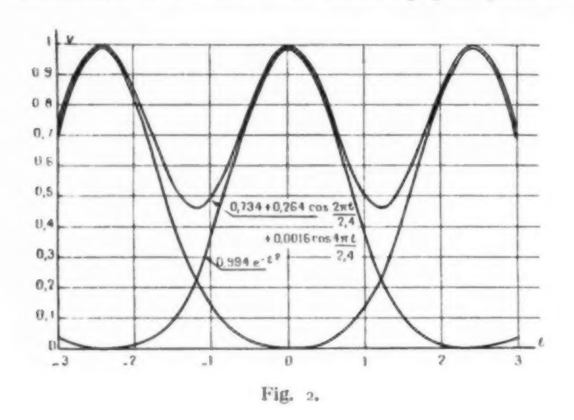


Fig. 2.

En d'autres termes, une suite récurrente d'impulsions de Gauss assez rapprochées aura pratiquement l'aspect d'une sinusoïde.

A titre d'exemple, la figure 2 montre des impulsions de Gauss successives telles que la diaphonie soit de 34 dB et leur somme telle qu'elle apparaîtrait sur un oscillographe. Celle-ci a été décomposée en série de Fourier et l'on voit qu'elle est très voisine d'une sinusoïde.

3. PRODUCTION DES IMPULSIONS DE GAUSS.

3.1. Filtre de Gauss passe-bas.

L'emploi des impulsions de Gauss paraissant donc très désirable, nous allons maintenant chercher les moyens de les produire.

La fonction e^{-t^2} n'ayant pas de pôles à distance

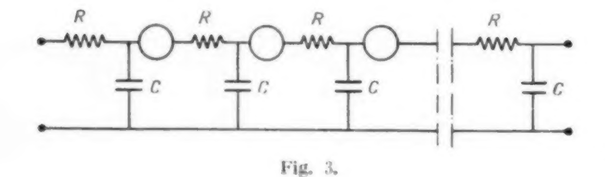


Fig. 3.

finie, il est impossible de réaliser un filtre comprenant un nombre limité d'éléments et fournissant rigoureusement des impulsions de Gauss.

On peut heureusement trouver d'excellentes approximations et nous allons décrire un filtre très simple transformant une impulsion très brève en une impulsion très voisine d'une impulsion de Gauss.

Soit un filtre constitué comme l'indique la figure 3. Dans cette figure les cercles représentent des éléments de séparation, par exemple des cathodynes.

Un élément de filtre donne une atténuation :

$$y = \frac{\dfrac{j}{C\Omega}}{R - \dfrac{j}{C\Omega}} = \frac{j}{j - RC\Omega} = \frac{-1 + jRC\Omega}{1 + R^2C^2\Omega^2};$$

n éléments donneront donc l'atténuation :

$$y^n = \left(\frac{j}{j - RC\Omega}\right)^n = \left(\frac{-1 + jRC\Omega}{1 + R^2C^2\Omega^2}\right)^n.$$

Envoyons à l'entrée de ce filtre une impulsion très brève d'amplitude V_0 et de durée t_0. Si V_0 tend vers l'infini et t_0 tend vers zéro, de façon que $V_0 t_0$ reste constant, on obtient une impulsion unité dont le spectre est uniforme : $\Phi(F) = V_0 t_0$. L'impulsion de sortie aura donc le spectre :

$$\Phi(\Omega) = V_0 t_0 y^n = V_0 t_0 \left(\frac{j}{j - RC\Omega}\right)^n.$$

Nous prendrons dans la suite les variables sans dimensions

$$\omega = -RC\Omega, \qquad \varphi = \frac{\Phi}{V_0 t_0}.$$

Le spectre de l'impulsion sortant du filtre est donc :

$$\varphi = \left(\frac{j}{j + \omega}\right)^n, \qquad |\varphi| = \left(\frac{1}{1 + \omega^2}\right)^{\frac{n}{2}},$$

$$\operatorname{Arg}\varphi = n \operatorname{Arg\,tg}\omega.$$

Cherchons maintenant la forme de l'impulsion de sortie en fonction du temps. On l'obtient en prenant la transformation de Fourier de $\Phi(\Omega)$.

On trouve facilement dans une table [3] que la transformée de Fourier de $(j\Omega + \beta)^{-n}$ est :

$$\frac{1}{(n-1)!}\, t^{n-1} e^{-\beta t}.$$

Celle de :

$$\Phi(\Omega) = \frac{V_0 t_0}{(RC)^n}\left(\frac{1}{RC} + j\Omega\right)^{-n}$$

est alors

$$V(t) = \frac{V_0 t_0}{(RC)^n}\, \frac{1}{(n-1)!}\, t^{n-1} e^{-\frac{t}{RC}}.$$

Ou, en prenant les variables sans dimensions

$$v = \frac{VRC}{V_0 t_0}, \qquad \theta = \frac{t}{RC},$$

$$v = \frac{\theta^{n-1} e^{-\theta}}{(n-1)!}.$$

3.1.1. Discussion des résultats. — L'impulsion sortant du filtre a la forme générale de la figure 4 (tracée pour $n = 6$). Le flanc de montée

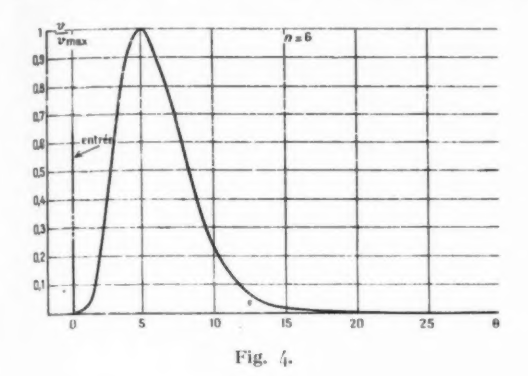


Fig. 4.

est un peu plus raide que celui de descente. Quand n croît, RC restant constant, le maximum se déplace vers les grandes valeurs de θ et son amplitude diminue; en même temps l'impulsion s'élargit et devient de plus en plus symétrique.

Le spectre $\varphi(\omega)$ a l'allure générale de la figure 5 (tracée pour $n = 6$). Quand n croît, la courbe du module tombe à zéro de plus en plus vite et en même temps se colle contre l'axe des ordonnées.

La courbe de phase devient alors une droite dans la région où le module n'est pas nul.

Nous verrons que plus n est grand, plus le spectre d'une impulsion de largeur donnée est étroit.

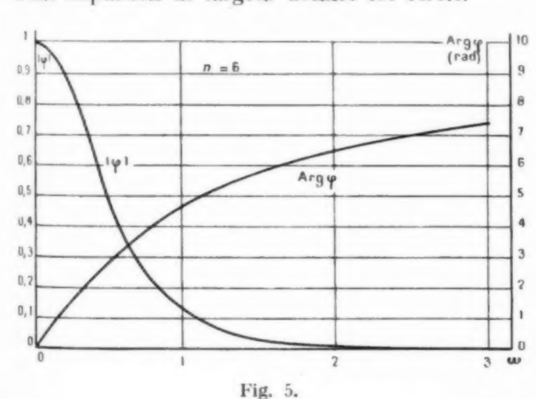


Fig. 5.

Étudions ces courbes de façon un peu plus précise : v est maximum pour la valeur de θ racine de :

$$\frac{dv}{d\theta} = 0,$$

soit

$$\theta^{n-2} e^{-\theta}(n-1-\theta) = 0 \qquad \text{ou} \qquad \theta = n-1.$$

L'amplitude de ce maximum est donc :

$$v_{max} = \frac{(n-1)^{n-1} e^{-(n-1)}}{(n-1)!}.$$

En utilisant la formule de Stirling

$$(n-1)! = (n-1)^{n-1} e^{-(n-1)} \sqrt{2\pi(n-1)} \times \left[1 + \frac{1}{12(n-1)} + \frac{1}{288(n-1)^2} - \ldots\right],$$

on trouve :

$$v_{max} = \frac{1}{\sqrt{2\pi(n-1)}}\left[1 + \frac{1}{12(n-1)} + \frac{1}{288(n-1)^2} - \ldots\right],$$

l'erreur étant inférieure au dernier terme négligé.

Après les quelques premiers éléments, l'amplitude de l'impulsion est proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{n-1}}$.

Le filtre atténue donc assez peu.

On peut définir la largeur de l'impulsion par

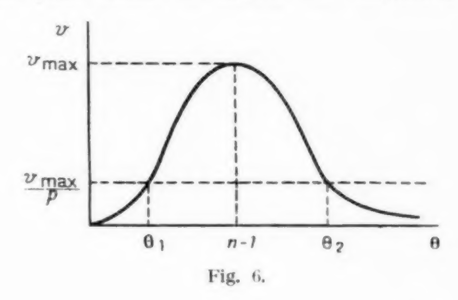


Fig. 6.

l'intervalle entre les points où l'amplitude est tombée à la valeur $\frac{1}{p}$ du maximum (*fig.* 6).

Les valeurs θ_1 et θ_2 sont donc racines de l'équation :

$$\theta^{n-1} e^{-\theta} = \frac{1}{p}(n-1)^{n-1} e^{-(n-1)}$$

qui s'écrit :

$$\frac{\theta}{n-1} - \log_e \frac{\theta}{n-1} = 1 + \frac{\log_e p}{n-1}.$$

Cette équation se résout très facilement par approximations successives ou avec une table de la fonction x—log x.

Il est à noter que du fait de la dissymétrie des deux flancs, la largeur de l'impulsion est plutôt définie par $\theta_2 - (n-1)$.

On peut de même définir la largeur du spectre comme étant la fréquence pour laquelle l'amplitude est tombée à $\frac{1}{q}$ de sa valeur maxima.

La valeur correspondante de ω est donc solution de :

$$\frac{1}{(1+\omega^2)^{\frac{n}{2}}} = \frac{1}{q}$$

que l'on résout aussitôt sous la forme :

$$\log(1+\omega^2) = \frac{2}{n}\log q.$$

Il est à noter que l'amplitude d'une fréquence très basse est voisine de 1, mais que l'amplitude de la fréquence 0 est seulement $\frac{1}{2}$. Ceci provient de ce que l'on obtient l'amplitude d'une fréquence en ajoutant celles des deux fréquences positives et négatives de même module.

Enfin on démontre (Annexe 1) que l'impulsion délivrée par le filtre tend vers une impulsion de Gauss quand le nombre d'étages augmente indéfiniment.

3.1.2. Résumé. Méthode de calcul d'un filtre. — Les données sont le nombre d'impulsions par seconde et la diaphonie tolérable entre deux impulsions consécutives. Il faut faire un compromis entre le nombre d'éléments du filtre et la largeur de bande des impulsions et, ceci étant décidé, déterminer les constantes du filtre.

Nous connaissons donc T_0 (durée des impulsions) et p (diaphonie entre deux impulsions consécutives).

Le calcul des racines de :

$$\frac{\theta}{n-1} - \log\frac{\theta}{n-1} = 1 + \frac{\log p}{n-1}$$

nous donne la durée θ_0 des impulsions, soit par $\theta_2 - \theta_1$, soit par $\theta_2 - (n-1)$.

On en tire :

$$RC = \frac{T_0}{\theta_0}.$$

On cherche alors la valeur ω_0 pour laquelle l'amplitude du spectre est tombée à $\frac{1}{q}$.

Pour cela on résout l'équation :

$$(1+\omega_0^2)^{\frac{n}{2}} = q$$

et l'on en tire :

$$\Omega_0 = \frac{\omega_0}{RC} = \frac{\omega_0\theta_0}{T_0}.$$

On peut alors tracer une courbe donnant la largeur de bande $\frac{\Omega_0}{2\pi}$ des impulsions en fonction du nombre d'étages du filtre. On choisit alors ce nombre et l'on en déduit

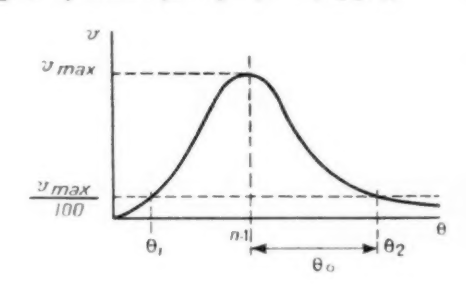
$$RC = \frac{T_0}{\theta_0}.$$

On calcule enfin l'atténuation du filtre et l'on en déduit l'amplitude de l'impulsion à appliquer à l'entrée et éventuellement le gain à donner aux lampes de séparation.

Tableau II.

n.	θ_0.	ω_0.	$\frac{\theta_0\omega_0}{2\pi}$.
1	4,605	100	73,25
2	6,64	9,95	12,10
3	7,78	4,53	5,61
4	8,67	3	4,14
5	9,46	2,305	3,47
6	10,15	1,910	3,09
7	10,76	1,652	2,83
8	11,34	1,471	2,65
9	11,90	1,336	2,53
10	12,42	1,230	2,43
15	14,61	0,921	2,14
20	16,41	0,765	2,00
50	24,35	0,450	1,74
100	33,37	0,311	1,65
1000	99,2	0,0962	1,52
∞	∞	0	1,466

Par exemple, le tableau II donne, en fonction du nombre d'étages et dans le cas où $p = q = 100$, la largeur de bande ω_0 de l'impulsion de sortie et sa largeur θ_0 définie par $\theta_2 - (n-1)$ (*fig.* 7).



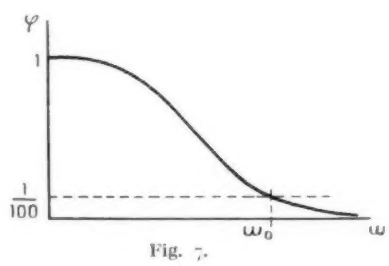


Fig. 7.

Sur la figure 8 on a représenté en fonction du nombre d'étages n la quantité $\frac{\theta_0\omega_0}{2\pi}$ qui représente la largeur de bande en cycles d'une impulsion telle que la durée séparant le maximum et la chute à 1/100e soit de 1 s. Par homothétie, cette courbe peut servir à calculer des impulsions de durée quelconque.

On voit sur cette courbe que les premiers étages du filtre sont très efficaces et que les suivants le

sont de moins en moins. En pratique il n'y a guère d'intérêt à dépasser 10 à 20 étages.

On voit également que la valeur asymptotique correspondant aux impulsions de Gauss exactes est extrêmement longue à atteindre.

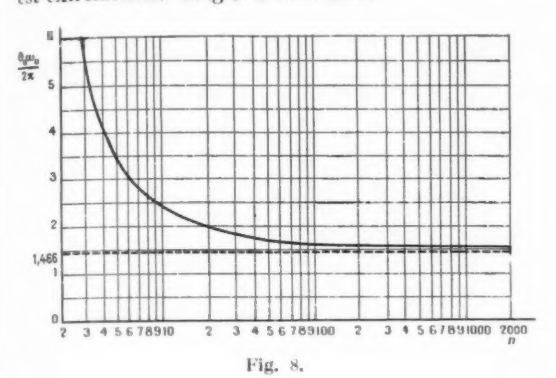


Fig. 8.

3.1.3. Filtre de Gauss étagé. — Le filtre simple qui vient d'être décrit a l'inconvénient d'utiliser autant de lampes que d'étages au filtre. Ces lampes servent à empêcher les réactions des étages les uns sur les autres, mais il est possible d'obtenir un résultat presque équivalent en montant directement en série des cellules d'impédances croissantes selon le schéma de la figure 9.

Si la constante a est assez grande, de l'ordre de 10 à 50, on obtiendra pratiquement le même résultat qu'avec le filtre simple.

On ne peut naturellement pas monter ainsi un grand nombre de cellules et l'on devra se limiter à deux ou trois, puis mettre une lampe d'isolement et recommencer. Ces lampes sont d'ailleurs utiles pour compenser l'atténuation du filtre.

Le calcul d'un tel filtre est assez compliqué. On trouvera dans l'Appendice 3 le calcul exact d'un filtre formé d'éléments à deux cellules. Si a est assez grand, on obtiendra une bonne approximation en calculant un filtre étagé comme si toutes les cellules étaient séparées.

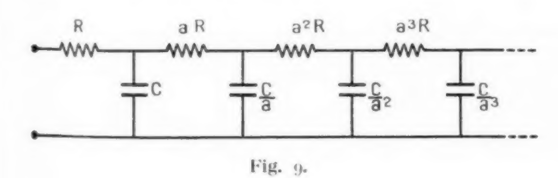


Fig. 9.

3.2. Filtre de Gauss passe-bande.

Il est également possible de réaliser un filtre qui transforme une onde porteuse modulée en amplitude par des impulsions rectangulaires très fines en une onde porteuse modulée en amplitude par des impulsions de Gauss.

Le calcul d'un tel filtre se ramène immédiatement à celui d'un filtre passe-bas en utilisant l'analogie passe-bande—passe-bas.

Soit d'abord un filtre constitué de cellules comme celles de la figure 10, ces cellules étant séparées par des lampes. L'atténuation d'une cellule est

$$y = \frac{j}{j - Q\dfrac{\Omega_0}{\Omega}\left(\dfrac{\Omega^2}{\Omega_0^2} - 1\right)}$$

en posant

$$\Omega_0^2 = \frac{1}{\lambda\gamma}, \qquad Q = \frac{\rho}{\lambda\,\Omega_0}.$$

Si Q est assez élevé et Ω voisin de Ω_0 on a à peu près

$$y = \frac{j}{j - 2\rho\gamma(\Omega - \Omega_0)}.$$

Soit ensuite un circuit bouchon (*fig.* 11). Quand la surtension est assez élevée, son impédance s'écrit

$$Z = \frac{j}{j - 2\rho\gamma(\Omega - \Omega_0)}.$$

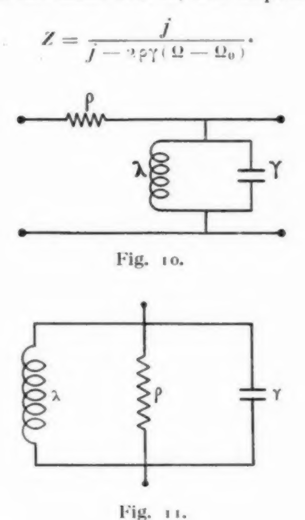


Fig. 10.

Fig. 11.

En posant encore $\Omega_0^2 = \frac{1}{\lambda\gamma}$. Le gain d'une lampe chargée par un circuit bouchon est donc à une constante près

$$y = \frac{j}{j - 2\rho\gamma(\Omega - \Omega_0)}.$$

Pour le filtre simple passe-bas on avait trouvé

$$y = \frac{j}{j - RC\Omega}$$

et tous les calculs faits à ce propos sont valables

dans les deux cas précédents, en remplaçant Ω par $\Omega - \Omega_0$ et RC par $2\rho\gamma = \frac{2Q}{\Omega_0}$.

12 cellules mais groupées par étage de trois (*fig.* 13). Le rapport d'impédance de deux cellules successives est ici de 10. On voit sur la figure 14 sur les diagrammes 8 à 12 l'impulsion d'entrée et les impulsions sortant des étages successifs de ce filtre.

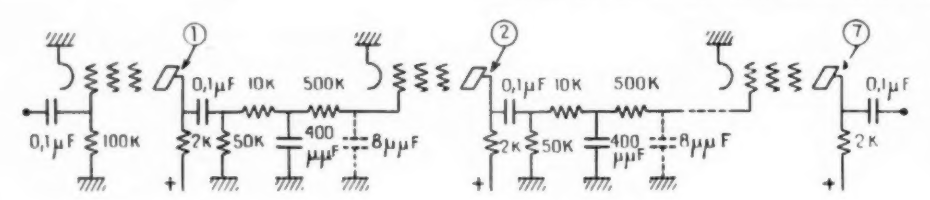


Fig. 12.

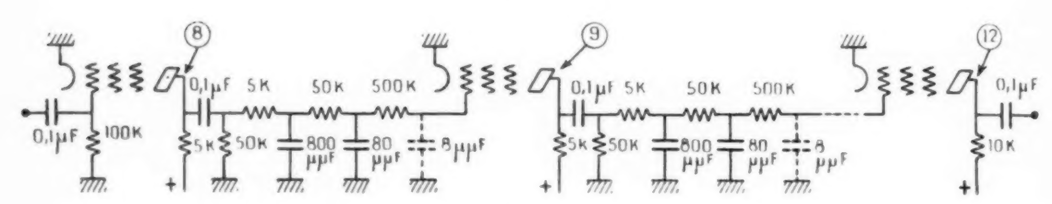


Fig. 13.

En particulier, les variables sans dimensions utilisées deviennent

$$\omega = -2\rho\gamma(\Omega - \Omega_0) = -2Q\frac{\Omega - \Omega_0}{\Omega_0},$$

$$\theta = \frac{t}{2\rho\gamma} = \frac{\Omega_0}{2Q}t.$$

On voit donc qu'un amplificateur assez long dont tous les étages sont accordés sur la même fréquence se comporte à peu près comme un filtre de Gauss passe-bande.

3.3. Exemple de réalisation d'un filtre de Gauss.

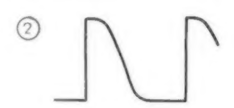
Les considérations précédentes ont servi à déterminer un filtre de Gauss utilisé dans un petit multiplex à trois voies à impulsions. (Ce travail a été fait par MM. Blaise, Chaste et Dumas).

Deux filtres ont été essayés successivement. Le premier (*fig.* 12) comprenant six étages à deux cellules dont le rapport d'impédance a était de 50. La dernière capacité de la cellule était constituée par la capacité d'entrée de la lampe. On voit sur la figure 14 sur les diagrammes de 1 à 7 l'impulsion d'entrée et les impulsions sortant des étages successifs, telles qu'on les observait sur un oscillographe. Les impulsions d'entrée avaient une largeur de 3 μs et une fréquence de répétition de 20 000 c/s.

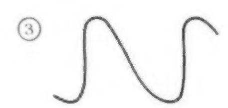
Ce filtre comprenant six lampes, on a entrepris de réaliser un autre filtre comprenant également

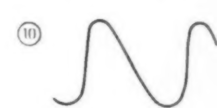


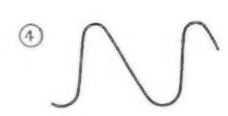


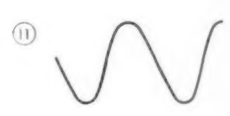


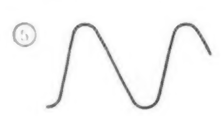


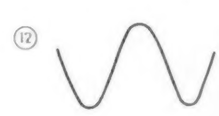












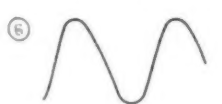




Fig. 14.

L'atténuation de ces deux filtres sur une sinusoïde pure était la même, à savoir

f (kc/s)........	20.	40.	60.	80.	100.
Atténuation (dB)...	0	18	36	44	49

On a constaté que la diaphonie due au recouvrement des impulsions à la sortie du filtre était négligeable et il était donc inutile d'augmenter le nombre d'étages. Par contre, toute tentative de réduire la bande du filtre conduisait très rapidement à une diaphonie considérable.

4. TRANSMISSION DES IMPULSIONS DE GAUSS.

Les impulsions de Gauss étant produites avec l'approximation désirée par l'un des moyens décrits plus haut, il reste à les transmettre sans trop détériorer leur forme de façon à conserver une faible diaphonie à la réception.

4.1. Transmission en modulation d'amplitude.

Les deux causes de distorsion possibles sont la non-linéarité de la courbe de phase des circuits et la superposition d'échos à l'onde principale, ces échos étant dus à des réflexions dans les feeders d'antenne ou dans la propagation.

La distorsion due aux circuits se calcule facilement au moyen de l'analogie passe-bande—passe-bas et de la transformation de Laplace ou de Fourier. La réponse transitoire des circuits ayant déjà fait l'objet de nombreuses études, nous ne nous étendrons pas sur cette question.

Cependant un cas particulièrement simple est celui où les charges des lampes haute fréquence sont constituées par des circuits bouchon accordés tous sur la fréquence porteuse et où les charges des lampes vidéo sont des simples résistances shuntées par les capacités parasites. Toute la liaison se comporte alors comme un filtre de Gauss et, connaissant le nombre de circuits nécessaires, on peut déterminer par les considérations précédentes, la bande à donner à chacun d'eux pour obtenir une diaphonie donnée à la réception.

Enfin on étudierait la distorsion due à la superposition d'échos d'une façon tout à fait analogue à celle utilisée à propos de la modulation de fréquence.

4.2. Transmission en modulation de fréquence.

La distorsion en modulation de fréquence est due soit à la superposition d'échos à l'onde principale, soit à la non linéarité de la caractéristique de phase des circuits. On démontre [2] que ces deux causes de distorsions peuvent se calculer par les mêmes formules et que tous les cas peuvent se ramener à celui de la distorision par un feeder mal adapté à chacune de ses deux extrémités. Nous allons donc d'abord traiter ce cas.

4.2.1. Distorsion par un feeder mal adapté. — Supposons un générateur d'ondes modulées en fréquence relié à une charge par un générateur mal adapté à chacune de ses deux extrémités. La charge va recevoir l'onde venant directement du générateur et une onde réfléchie successivement aux deux extrémités du feeder (les ondes réfléchies plus de deux fois étant négligeables). La superposition de cet écho à l'onde principale crée une distorsion que nous allons étudier.

Soient $\rho_1 e^{j\Psi_1}$ et $\rho_2 e^{j\Psi_2}$ les coefficients de réflexion aux deux extrémités du feeder de longueur l; soient t_0 le retard et γ l'atténuation correspondant à un aller-retour des ondes sur le feeder

$$t_0 = \frac{2l}{v},$$

v étant la vitesse de propagation sur le feeder.

Posons

$$\rho = \rho_1 \rho_2 \, e^{-\gamma l}$$

ρ est l'amplitude de l'écho superposé à l'onde principale.

Soit $\cos\,[\Omega t + s(t)]$ l'onde émise par le générateur, sa fréquence instantanée est $\omega = \Omega + s'(t)$.

On démontre que, si ρ n'est pas trop grand, la fréquence instantanée de l'onde reçue par la charge est

$$\begin{aligned}\omega = \Omega &+ s'\left(t - \frac{t_0}{2}\right) \\ &+ \rho\left[s'\left(t - \frac{t_0}{2}\right) - s'\left(t - \frac{3t_0}{2}\right)\right] \\ &\times \cos\left[s\left(t - \frac{t_0}{2}\right) - s\left(t - \frac{3t_0}{2}\right) + \psi\right]\end{aligned}$$

en posant

$$\psi = \Omega t_0 - \Psi_1 - \Psi_2.$$

On voit donc que la modulation est retardée de la durée $\frac{t_0}{2}$ de propagation sur le câble et qu'il apparaît un signal de distorsion proportionnel à ρ.

Ici le signal émis est

$$\cos\left[\Omega t + \Delta\Omega \int_{-\infty}^{t} e^{-\frac{x^2}{t_1^2}} \, \mathrm{d}x\right]$$

dont la fréquence instantanée est

$$\omega = \Omega + \Delta\Omega \, e^{-\frac{t^2}{t_1^2}}.$$

Le signal distordu est donc

$$\omega = \Omega + \Delta\Omega\, e^{-\left(\frac{t}{t_1} - \frac{t_0}{2t_1}\right)^2}$$
$$+ \rho\,\Delta\Omega\left[e^{-\left(\frac{t}{t_1} - \frac{t_0}{2t_1}\right)^2} - e^{-\left(\frac{t}{t_1} - \frac{3t_0}{2t_1}\right)^2}\right]$$
$$\times \cos\left[\Delta\Omega\int_{-\infty}^{t-\frac{t_0}{2}} e^{-\frac{x^2}{t_1^2}}\,\mathrm{d}x - \Delta\Omega\int_{-\infty}^{t-\frac{3t_0}{2}} e^{-\frac{x^2}{t_1^2}}\,\mathrm{d}x + \psi\right].$$

Posons pour simplifier

$$Z_0 = \frac{t_0}{2t_1}, \qquad Z = \frac{t - t_0}{t_1}.$$

Le signal distordu devient

$$\omega = \Omega + \Delta\Omega\, e^{-(Z+Z_0)^2} + \rho\,\Delta\Omega\left[e^{-(Z+Z_0)^2} - e^{-(Z-Z_0)^2}\right]$$
$$\times \cos\left[t_1\,\Delta\Omega\int_{Z-Z_0}^{Z+Z_0} e^{-x^2}\,\mathrm{d}x + \psi\right],$$

qui se met également sous la forme

$$\omega = \Omega + \Delta\Omega\, e^{-(Z+Z_0)^2} - 2\rho\,\Delta\Omega\, e^{-Z_0^2}\, e^{-Z^2}\,\mathrm{sh}\,2ZZ_0$$
$$\times \cos\left[t_1\,\Delta\Omega\int_{Z-Z_0}^{Z+Z_0} e^{-x^2}\,\mathrm{d}x + \psi\right].$$

La figure 15 qui représente les fonctions e^{-x^2}

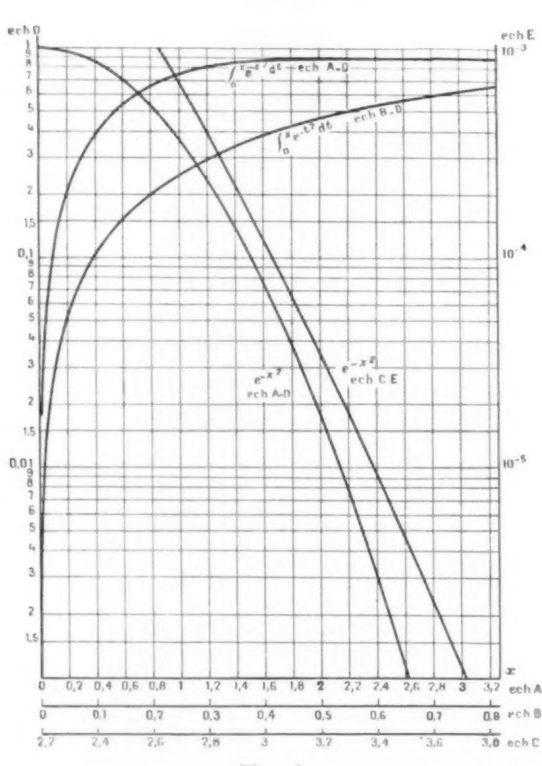


Fig. 15.

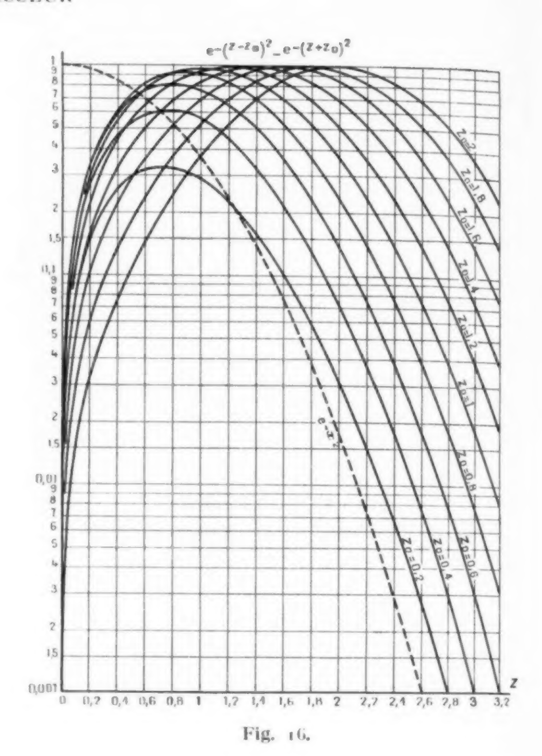


Fig. 16.

et $\int_0^x e^{-x^2}\mathrm{d}x$ permet le calcul numérique de ces expressions.

Dans le cas où Z_0 est assez petit pour pouvoir négliger Z_0^2 devant Z_0, ω est donné par la relation plus simple :

$$\omega = \Omega + \Delta\Omega\, e^{-Z^2}\left[1 - 4\rho Z_0 Z\cos(2t_0\,\Delta\Omega\, e^{-Z^2} + \psi)\right].$$

Revenons à l'expression complète. Le signal reçu par la charge se compose de la somme du signal émis $\Delta\Omega e^{-(Z+Z_0)^2}$ et d'un signal de distorsion

$$\rho\,\Delta\Omega\left[e^{-(Z+Z_0)^2} - e^{-(Z-Z_0)^2}\right]$$
$$\times \cos\left(t_1\,\Delta\Omega\int_{Z-Z_0}^{Z+Z_0} e^{-x^2}\,dx + \psi\right).$$

La forme de ce dernier dépend de la valeur de ψ et son enveloppe, quand ψ varie est

$$\rho\,\Delta\Omega\left[e^{-(Z+Z_0)^2} - e^{-(Z-Z_0)^2}\right],$$

expression qui représente une valeur supérieure du signal de distorsion.

Pour faciliter les calculs numériques, la fonction $e^{-(Z-Z_0)^2} - e^{-(Z+Z_0)^2}$ est représentée sur la figure 16.

En raison de la décroissance très rapide de la fonction e^{-x^2} on peut, pour des valeurs un peu grandes

de Z, négliger celle des deux exponentielles dont l'exposant est le plus grand.

Pour des valeurs négatives assez grandes de Z, l'enveloppe du signal de distorsion est donc

$$\rho\,\Delta\Omega\,e^{-(Z+Z_0)^2}$$

et le signal distordu correspondant serait

$$\Delta\Omega(1+\rho)\,e^{-(Z+Z_0)^2}.$$

Il en résulte que la distorsion du début du front avant de l'impulsion est très faible et ne modifie pratiquement pas la diaphonie d'une impulsion sur la précédente.

Pour des valeurs positives assez grandes de Z, l'enveloppe du signal de distorsion est

$$\rho\,\Delta\Omega\,e^{-(Z-Z_0)^2}$$

et le signal distordu correspondant serait

$$\Delta\Omega\left[e^{-(Z+Z_0)^2}-\rho\,e^{-(Z-Z_0)^2}\right].$$

La distorsion introduit donc une traînée importante du front arrière et la diaphonie d'une impulsion sur la suivante est augmentée.

On arrive finalement au résultat simple et intuitif que la distorsion de la fin du front arrière est inférieure ou égale à celle que l'on obtiendrait en superposant à l'impulsion principale une impulsion de même forme, d'amplitude ρ et retardée de la durée d'un aller-retour sur le feeder.

Calculons maintenant l'influence de cette distorsion sur la diaphonie.

L'observation de l'impulsion considérée se fait au temps $t=-Z_0t_1$ et donne un signal d'amplitude très voisine de $\Delta\Omega$.

Soit T_0 l'intervalle entre deux impulsions successives.

L'impulsion précédant l'impulsion considérée produit au temps $t=-Z_0t_1$ un signal parasite d'amplitude inférieure à

$$\Delta\Omega\,e^{-\left(\frac{T_0}{t_1}\right)^2}+\rho\,\Delta\Omega\,e^{-\left(\frac{T_0-t_0}{t_1}\right)^2}$$

et l'impulsion suivante produit au même instant un signal parasite d'amplitude très voisine de

$$\Delta\Omega\,e^{-\left(\frac{T_0}{t_1}\right)^2}.$$

Le taux de diaphonie maximum D est donc donné par

$$\frac{1}{D}=2\,e^{-\left(\frac{T_0}{t_1}\right)^2}+\rho\,e^{-\left(\frac{T_0-t_0}{t_1}\right)^2}.$$

On peut donc obtenir une diaphonie aussi faible que l'on veut en prenant $\frac{T_0}{t_1}$ assez grand, plus grand que la valeur $\sqrt{\log_e 2D}$ trouvée au paragraphe 2 quand il n'y avait pas de distorsion.

La largeur de bande correspondante devient aussi plus grande et égale à

$$F_0=\frac{N}{\pi}\,\frac{T_0}{t_1}\sqrt{\log_e q}.$$

Pratiquement la présence de la distorsion oblige, pour conserver une diaphonie donnée, soit à diminuer le nombre d'impulsions par seconde, c'est-à-dire le nombre de voies transmises, soit à utiliser des impulsions plus fines.

4.2.2. Distorsion par un quadripole quelconque. — Le feeder mal adapté que nous venons de considérer a un temps de transit sinusoïdal de la forme

$$\tau=\frac{t_0}{2}-\rho t_0\cos(\omega t_0-\Psi_1-\Psi_2).$$

Tous les calculs faits sont donc valables pour un quadripôle dont le temps de transit est sinusoïdal

$$\tau=\tau_0-\Delta\tau\cos(\omega t_0-\Psi)$$

en posant

$$\tau_0=\frac{t_0}{2},\qquad \Delta\tau=\rho t_0,\qquad \Psi=\Psi_1+\Psi_2.$$

Étant donné un quadripôle absolument quelconque, on peut toujours développer sa courbe de temps de transit en série de Fourier en ayant soin de choisir un intervalle fondamental assez grand pour contenir toutes les bandes latérales du spectre de modulation. Le temps de transit du quadripôle s'écrit alors :

$$\tau=\tau_0-\Delta\tau_1\cos(\omega t_0-\Psi_1)-\ldots$$
$$-\Delta\tau_n\cos(n\omega t_0-\Psi_n)-\ldots.$$

Cela revient à assimiler le quadripôle à une infinité de câbles en série reliés par des éléments ne laissant passer l'énergie que dans un sens. Les câbles ont pour longueurs successives :

$$\frac{t_0}{2},\quad \frac{2t_0}{2},\quad \ldots,\quad \frac{nt_0}{2},\quad \ldots.$$

Les coefficients de réflexion aux deux extrémités du $n^{\text{ième}}$ câble sont tels que la somme de leurs arguments soit égale à ψ_n et le produit de leurs modules à

$$\rho_n=\frac{\Delta\tau_n}{nt_0}.$$

Le signal appliqué à l'entrée du dispositif étant

$$\omega=\Omega+\Delta\Omega\,e^{-\left(\frac{t}{t_1}\right)^2},$$

celui qui sort du 1er câble de longueur $\frac{t_0}{2}$ est

$$\omega = \Omega + \Delta\Omega\, e^{-\left(\frac{t-\frac{t_0}{2}}{t_1}\right)^2} + \rho_1 \Delta\Omega \left[e^{-\left(\frac{t-\frac{t_0}{2}}{t_1}\right)^2} - e^{-\left(\frac{t-\frac{t_0}{2}-t_0}{t_1}\right)^2} \right] \times \cos\left[t_1 \Delta\Omega \int_{\frac{t-\frac{t_0}{2}-t_0}{t_1}}^{\frac{t-\frac{t_0}{2}}{t_1}} e^{-x^2}\, dx + \psi_1 \right],$$

en posant d'une façon générale

$$\psi_n = n\Omega t_0 - \Psi'_n.$$

Celui qui sort du 2e câble, de longueur $\frac{2t_0}{2}$ est, en négligeant le terme en $\rho_1\rho_2$,

$$\begin{aligned}\omega = \Omega + \Delta\Omega\, e^{-\left(\frac{t-\frac{t_0}{2}-\frac{2t_0}{2}}{t_1}\right)^2} &+ \rho_1 \Delta\Omega \left[e^{-\left(\frac{t-\frac{t_0}{2}-\frac{2t_0}{2}}{t_1}\right)^2} - e^{-\left(\frac{t-\frac{t_0}{2}-\frac{2t_0}{2}-t_0}{t_1}\right)^2} \right] \\ &\times \cos\left[t_1 \Delta\Omega \int_{\frac{t-\frac{t_0}{2}-\frac{2t_0}{2}-t_0}{t_1}}^{\frac{t-\frac{t_0}{2}-\frac{2t_0}{2}}{t_1}} e^{-x^2}\, \mathrm{d}x + \psi_1 \right] \\ &+ \rho_2 \Delta\Omega \left[e^{-\left(\frac{t-\frac{t_0}{2}-\frac{2t_0}{2}}{t_1}\right)^2} - e^{-\left(\frac{t-\frac{t_0}{2}-\frac{2t_0}{2}-2t_0}{t_1}\right)^2} \right] \\ &\times \cos\left[t_1 \Delta\Omega \int_{\frac{t-\frac{t_0}{2}-\frac{2t_0}{2}-2t_0}{t_1}}^{\frac{t-\frac{t_0}{2}-\frac{2t_0}{2}}{t_1}} e^{-x^2}\, \mathrm{d}x + \psi_2 \right].\end{aligned}$$

On continue ainsi de proche en proche et l'on trouve finalement, en remplaçant le retard constant

$$\frac{t_0}{2} + \frac{2t_0}{2} + \frac{3t_0}{2} + \ldots + \frac{nt_0}{2} + \ldots$$

de l'ensemble des câbles par le retard constant τ_0 du quadripôle, que le signal distordu a pour expression

On peut donc ainsi calculer la distorsion d'une impulsion de Gauss transmise en modulation de fréquence à travers un quadripôle quelconque.

Le problème qui se pose alors est de déterminer la forme de courbe de temps de transit qui conduit au minimum de distorsion. Nous n'entreprendrons pas de le résoudre dans toute sa généralité, mais nous remarquerons seulement qu'une forme particulièrement favorable sera une sinusoïde de période aussi grande que possible. Dans ce cas on aura à considérer seulement un terme de la série précédente et le retard entre l'impulsion de distorsion et l'impression principale sera très petit.

Au contraire, une courbe de temps de transit comportant des variations rapides sera très mauvaise. Il faudra beaucoup de termes pour la représenter et les impulsions de distorsion correspondant aux termes de rang élevé auront un grand retard par rapport à l'impulsion principale, il en résultera une augmentation importante de la diaphonie.

4.2.3. Exemple numérique. — Envisageons l'application des impulsions de Gauss à un multiplex à 60 voies à impulsions. Nous supposerons que la sélection des voies à la réception est faite par un gating étroit à l'instant du maximum des impulsions. (On sait d'ailleurs qu'un gating large donne un rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ un peu meilleur). Nous allons chercher la largeur de bande minima nécessaire pour réaliser la liaison en limitant à 80 dB le taux de diaphonie.

En supposant d'abord qu'il n'y a pas de distorsion, nous avons vu que la largeur de bande à 40 dB du signal vidéo est

$$F_0 = 2,15\,N.$$

En prenant 8 000 échantillons par seconde et par voie, on a

$$N = 60 \times 8\,000 = 480\,000,$$

$$F_0 = 1,03\ \text{Mc/s}.$$

$$\begin{aligned}\omega = \Omega + \Delta\Omega\, e^{-\left(\frac{t-\tau_0}{t_1}\right)^2} &+ \rho_1 \Delta\Omega \left[e^{-\left(\frac{t-\tau_0}{t_1}\right)^2} - e^{-\left(\frac{t-\tau_0-t_0}{t_1}\right)^2} \right] \cos\left[t_1 \Delta\Omega \int_{\frac{t-\tau_0-t_0}{t_1}}^{\frac{t-\tau_0}{t_1}} e^{-x^2}\, \mathrm{d}x + \psi_1 \right] \\ &+ \rho_2 \Delta\Omega \left[e^{-\left(\frac{t-\tau_0}{t_1}\right)^2} - e^{-\left(\frac{t-\tau_0-2t_0}{t_1}\right)^2} \right] \cos\left[t_1 \Delta\Omega \int_{\frac{t-\tau_0-2t_0}{t_1}}^{\frac{t-\tau_0}{t_1}} e^{-x^2}\, \mathrm{d}x + \psi_2 \right] + \ldots \\ &+ \rho_n \Delta\Omega \left[e^{-\left(\frac{t-\tau_0}{t_1}\right)^2} - e^{-\left(\frac{t-\tau_0-nt_0}{t_1}\right)^2} \right] \cos\left[t_1 \Delta\Omega \int_{\frac{t-\tau_0-nt_0}{t_1}}^{\frac{t-\tau_0}{t_1}} e^{-x^2}\, \mathrm{d}x + \psi_n \right] + \ldots.\end{aligned}$$

On trouve également

$$\frac{T_0}{t_1} = \sqrt{\log_e 2D} = 3,15,$$

d'où

$$t_1 = 0,662 \ \mu\text{s}.$$

Supposons que ces impulsions soient transmises en modulation de fréquence et que la distorsion soit introduite seulement par un feeder long de 80 m et adapté de façon que $\rho = 0,1$.

La durée d'un aller-retour sur le feeder est

$$t_0 = \frac{160}{3.10^8} = 0,53 \ \mu\text{s},$$

d'où

$$Z_0 = 0,4.$$

La figure 17 montre l'impulsion initiale et l'enveloppe des impulsions de distorsion en supposant $\rho = 1$, c'est-à-dire la fonction

$$e^{-(Z-0,4)^2} - e^{-(Z+0,4)^2}.$$

Elle montre également la forme exacte des impulsions de distorsion en supposant la déviation de fréquence telle que $t_1 \Delta\Omega = 4$, ce qui correspond à une déviation voisine de 1 Mc/s.

Ces impulsions de distorsion ont pour expression :

$$\rho\left[e^{-(Z+0,4)^2} - e^{-(Z-0,4)^2}\right] \cos\left(4\int_{Z-0,4}^{Z+0,4} e^{-x^2}\, dx + \psi\right)$$

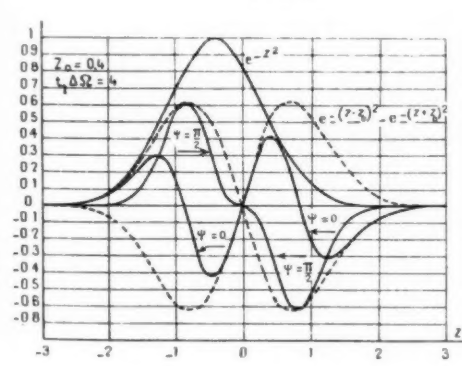


Fig. 17.

et on les a tracées, toujours pour $\rho = 1$, dans les deux cas

$$\psi = 0 \qquad \text{et} \qquad \psi = \frac{\pi}{2}.$$

Enfin, la figure 18 représente, pour $\rho = 0,1$ et $\psi = 0$ l'impulsion distordue, c'est-à-dire la somme de l'impulsion initiale et de l'impulsion de distorsion. A titre de comparaison on a rajouté en pointillé l'impulsion non distordue.

On voit bien sur cette figure les résultats énoncés plus haut, à savoir une faible déformation du début du front avant, mais une forte traînée du front arrière entraînant une diaphonie importante, bien

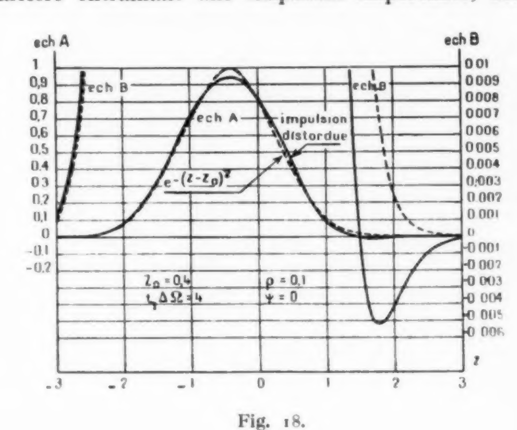


Fig. 18.

que la déformation ne soit pas visible sur un oscillographe.

En remplaçant l'impulsion de distorsion par son enveloppe, on trouve que, dans le cas de la figure 18, la diaphonie est devenue

$$\frac{1}{D} = 2e^{-\left(\frac{T_0}{t_1}\right)^2} + \rho\, e^{-\left(\frac{T_0 - t_0}{t_1}\right)^2} = 10^{-4} + 0,1\, e^{-5,5} = 5.10^{-4},$$

$$D = 66 \text{ dB}.$$

L'introduction du feeder mal adapté dans la liaison a donc fait perdre 14 dB de diaphonie.

Pour conserver la diaphonie de 80 dB, il est nécessaire de diminuer la largeur des impulsions, c'est-à-dire de diminuer t_1.

On aura alors à peu près

$$\frac{1}{D} = \rho\, e^{-\left(\frac{T_0 - t_0}{t_1}\right)^2},$$

$$10^{-4} = 0,1\, e^{-\left(\frac{2,08 - 0,53}{t_1}\right)^2},$$

d'où

$$t_1 = 0,59 \ \mu\text{s}$$

et la bande vidéo à 40 dB du signal est alors

$$F_0 = \frac{480\,000}{\pi} \frac{2,08}{0,59} \sqrt{\log_e 100} = 1,15 \text{ Mc/s}.$$

Une augmentation de bande passante d'environ 12 % a donc permis de retrouver la diaphonie de 80 dB que l'on avait avant la distorsion du signal.

A titre de comparaison, la bande occupée par

60 voies transposées par courants porteurs est environ 300 kc/s. Cette bande doit être transmise intégralement, ce qui nécessite une bande passante notablement plus large pour le matériel.

On voit que le choix des impulsions de Gauss permet de réaliser la même liaison en modulation par impulsions avec une bande passante à peine plus grande.

5. CONCLUSION.

Les impulsions de Gauss sont étroites et n'occupent que peu de bande passante.

Elles sont faciles à produire au moyen de filtres simples et sont peu sensibles à la distorsion.

Leur emploi semble donc à conseiller pour tous les dispositifs de modulation par impulsions.

6. ANNEXES.

6.1. Filtre passe-bas simple à grand nombre d'étages.

Nous allons vérifier que, quand n tend vers l'infini, le filtre de la figure 3 tend à délivrer une impulsion de Gauss.

Étudions d'abord la forme de l'impulsion.

Nous confondrons n et $n-1$ et écrirons :

$$v = \frac{\theta^n e^{-\theta}}{n!}.$$

Déterminons la durée de l'impulsion, nous aurons donc à résoudre :

$$\frac{\theta}{n} - \log\frac{\theta}{n} = 1 + \frac{\log p}{n},$$

posons

$$\frac{\theta}{n} = 1 + \varepsilon,$$

ε étant petit; on a :

$$1 + \varepsilon - \left(\varepsilon - \frac{\varepsilon^2}{2} + \dots\right) = 1 + \frac{\log p}{n},$$

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{2}{n}\log p},$$

$$\theta_1 = n - \sqrt{2n\log p}, \qquad \theta_2 = n + \sqrt{2n\log p}.$$

Le maximum ayant lieu pour :

$$\theta_{max} = n.$$

La durée des impulsions est

$$\theta_0 = 2\sqrt{2n\log p}.$$

Si elle est fixée en valeur absolue à $T_0 = \theta_0 RC$, il faut que :

$$RC = \frac{T_0}{2\sqrt{2n\log p}}.$$

Cherchons maintenant la forme limite de l'impulsion.

Faisons le changement de variable

$$\theta = n + \tau\sqrt{n}$$

qui ramène l'origine au maximum de la courbe et qui exprime que RC décroît comme $\frac{1}{\sqrt{n}}$, l'impulsion ayant une durée constante en valeur absolue.

Normalisons, d'autre part, les amplitudes en divisant par

$$v_{max} = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}}.$$

On a

$$\frac{v}{v_{max}} = \frac{\sqrt{2\pi n}}{n!}(n + \tau\sqrt{n})^n e^{-(n+\tau\sqrt{n})}.$$

Utilisons encore la formule de Stirling :

$$n! = \sqrt{2\pi n}\, n^n e^{-n},$$

$$\frac{v}{v_{max}} = \left(\frac{n + \tau\sqrt{n}}{n}\right)^n e^{-\tau\sqrt{n}} = \left(1 + \frac{\tau}{\sqrt{n}}\right)^n e^{-\tau\sqrt{n}}.$$

Prenons les logarithmes

$$\begin{aligned}\log\frac{v}{v_{max}} &= n\log\left(1 + \frac{\tau}{\sqrt{n}}\right) - \tau\sqrt{n}\\ &= n\left(\frac{\tau}{\sqrt{n}} - \frac{\tau^2}{2n} + \frac{\tau^3}{3n\sqrt{n}} - \dots\right) - \tau\sqrt{n}\\ &= -\frac{\tau^2}{2} + \frac{\tau^3}{3\sqrt{n}} - \dots,\end{aligned}$$

d'où

$$\lim_{n\to\infty}\frac{v}{v_{max}} = e^{-\frac{\tau^2}{2}}.$$

Ce qui était bien le résultat annoncé.

Étudions maintenant la forme limite du spectre.

Pour une impulsion de Gauss, on avait :

$$|\varphi| = e^{-k\Omega^2}, \qquad \log|\varphi| = -k\Omega^2,$$
$$\operatorname{Arg}\varphi = h\Omega,$$

h et k étant des constantes.

Ici nous avons :

$$\log|\varphi| = -\frac{n}{2}\log(1+\omega^2) = -\frac{n}{2}\omega^2 + \frac{n}{2}\frac{\omega^4}{2} - \dots,$$

$$\operatorname{Arg}\varphi = n\operatorname{Arc\,tg}\omega = n\omega - n\frac{\omega^3}{3} + \dots.$$

D'après une remarque déjà faite, si nous main-

tenons constante la durée de l'impulsion, ω varie comme $\frac{1}{\sqrt{n}}$. Les termes en $n\omega^3$ et $n\omega^4$ tendent donc vers zéro et si n est assez grand, nous pouvons donc ne conserver que le premier terme de chaque développement.

Il reste alors :

$$\log|\varphi| = -a\Omega^2,$$
$$\text{Arg}\,\varphi = b\sqrt{n}\,\Omega,$$

ce qui montre que le spectre devient gaussien, mais que le retard entre l'impulsion de sortie et celle d'entrée croît comme $\sqrt{n}$.

6.2. Réponse transitoire du filtre passe-bas simple.

A titre de vérification, nous allons déterminer directement la réponse du filtre de la figure 3 à une impulsion appliquée à l'entrée.

L'équation d'un étage de filtre (*fig.* 19) est :

$$e - RI - \frac{1}{C}\int_0^t I\,dt = 0$$

ou, en posant $V = \frac{1}{c}\int_0^t I\,dt$

$$e = RC\frac{dV}{dt} + V.$$

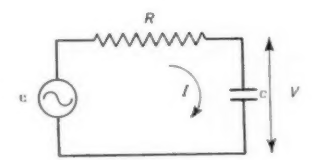


Fig. 19.

En prenant la transformée de Laplace des deux membres, il vient :

$$\mathcal{L}V = \frac{\mathcal{L}e}{1 + pRC}.$$

Au premier étage nous appliquons une impulsion unité dont la transformée de Laplace est $V_0 t_0$.

Celle de la tension de sortie est donc :

$$\mathcal{L}V_1 = \frac{V_0 t_0}{1 + pRC}.$$

La tension de sortie du premier étage étant appliquée au second, on a donc :

$$\mathcal{L}V_2 = \frac{V_0 t_0}{1 + pRC}\,\frac{1}{1 + pRC}$$

et ainsi de suite. Au bout de n étages, on a donc :

$$\mathcal{L}V_n = \frac{V_0 t_0}{(1 + pRC)^n} = \frac{V_0 t_0}{(n-1)!\,(RC)^n}\,\frac{(n-1)!}{\left(p + \frac{1}{RC}\right)^n}.$$

Or $\frac{(n-1)!}{\left(p + \frac{1}{RC}\right)^n}$ est la transformée de $t^{n-1}e^{-\frac{t}{RC}}$ et l'on retrouve bien :

$$V = \frac{V_0 t_0}{RC(n-1)!}\left(\frac{t}{RC}\right)^{n-1} e^{-\frac{t}{RC}}.$$

6.3. Calcul exact du filtre étagé à deux cellules.

Nous nous limiterons au cas où chaque élément de filtre comprend deux cellules selon le schéma de la figure 20.

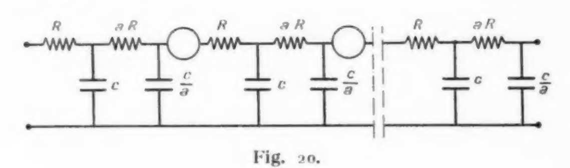


Fig. 20.

Un calcul facile montre que l'atténuation d'un élément de filtre est :

$$y = \frac{aj}{\omega(1 + 2a) + ja(1 - \omega^2)}$$

en posant encore

$$\omega = -RC\Omega.$$

En appliquant à l'entrée de ce filtre une impulsion unité, on retrouve après n éléments ($2n$ cellules) une impulsion dont le spectre est :

$$\varphi = \left(\frac{ja}{\omega(1 + 2a) + ja(1 - \omega^2)}\right)^n$$

en posant :

$$\varphi = \frac{1}{V_0 t_0}\,\Phi,$$

d'où aussitôt

$$|\varphi| = \left[\frac{a^2}{a^2(1 + \omega^2)^2 + \omega^2(1 + 4a)}\right]^{\frac{n}{2}},$$

$$\text{Arg}\,\varphi = n\,\text{Arc tg}\frac{\omega(1 + 2a)}{a(1 - \omega^2)}.$$

Pour trouver la forme de l'impulsion en fonction du temps, on utilise le fait que la transformée de Fourier de : $\frac{1}{(j\Omega + \rho)^\alpha (j\Omega + \sigma)^\alpha}$ est

$$\frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma(\alpha)}\left(\frac{t}{\rho - \sigma}\right)^{\alpha - \frac{1}{2}} e^{-\frac{\rho + \sigma}{2}t}\, I_{\alpha - \frac{1}{2}}\left(\frac{\rho - \sigma}{2}t\right),$$

I représentant la fonction de Bessel modifiée de 1re espèce.

On met alors le spectre sous la forme :

$$\Phi(\Omega) = \frac{I_0 t_0}{(RC)^{2n}} \frac{1}{\left\{ \begin{array}{l} \left(j\Omega + \frac{1+2a+\sqrt{1+4a}}{2aRC}\right)^n \\ \times \left(j\Omega + \frac{1+2a-\sqrt{1+4a}}{2aRC}\right)^n \end{array} \right\}}.$$

et il vient, tous calculs faits,

$$v = \frac{\sqrt{\pi}}{(n-1)!}\left(\frac{a}{\sqrt{1+4a}}\right)^{n-\frac{1}{2}} \theta^{n-\frac{1}{2}} \times e^{-\frac{1+2a}{2a}\theta} I_{n-\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{1+4a}}{2a}\theta\right),$$

où

$$v = \frac{V RC}{I_0 t_0}, \qquad \theta = \frac{t}{RC}.$$

On sait que les fonctions de Bessel d'ordre $n+\frac{1}{2}$ ramènent à des fonctions élémentaires.

On a :

$$I_\nu(Z) = j^{-\nu} J_\nu(jZ),$$

$$J_{n+\frac{1}{2}}(Z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} Z^{n+\frac{1}{2}}\left(-\frac{1}{Z}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}Z}\right)^n \frac{\sin Z}{Z}.$$

On en tire aussitôt :

$$I_{n+\frac{1}{2}}(Z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} Z^{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{1}{Z}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}Z}\right)^n \frac{\operatorname{sh} Z}{Z}$$

[la signification de l'opérateur $\left(\frac{1}{Z}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}Z}\right)$ est la suivante. On calcule d'abord

$$F_1 = \frac{1}{Z}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}Z}\frac{\operatorname{sh} Z}{Z},$$

puis

$$F_2 = \frac{1}{Z}\frac{\mathrm{d}F_1}{\mathrm{d}Z}, \qquad F_3 = \frac{1}{Z}\frac{\mathrm{d}F_2}{\mathrm{d}Z}.$$

et ainsi n fois de suite].

On trouve ainsi :

$$I_{\frac{1}{2}}(Z) = \sqrt{\frac{2}{\pi Z}} \operatorname{sh} Z,$$

$$I_{\frac{3}{2}}(Z) = \sqrt{\frac{2}{\pi Z}}\left(\operatorname{ch} Z - \frac{\operatorname{sh} Z}{Z}\right),$$

$$I_{\frac{5}{2}}(Z) = \sqrt{\frac{2}{\pi Z}}\left[\left(1+\frac{3}{Z^2}\right)\operatorname{sh} Z - \frac{3\operatorname{ch} Z}{Z}\right],$$

. . . .

Ceci nous permet de mettre v sous la forme :

$$v = \frac{\sqrt{2}}{(n-1)!}\theta^{2n-1} e^{-\frac{1+2a}{2a}\theta}\left(\frac{1}{z}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\right)^{n-1}\frac{\operatorname{sh} z}{z}$$

en posant

$$z = \theta\frac{\sqrt{1+4a}}{2a}.$$

Les calculs numériques sont donc faciles quoique un peu longs. Nous nous contenterons ici de vérifier que lorsque a tend vers l'infini, nous retrouvons les résultats du filtre précédent à $2n$ étages.

Ceci est évident pour le spectre, vérifions-le, pour v.

$\frac{\sqrt{1+4a}}{2a}$ tendant vers zéro, nous développerons I en série entière :

$$I_\nu = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{1}{2}Z\right)^{\nu+2m}}{m!\,\Gamma_{(\nu+m+1)}}$$

et nous ne conserverons que le premier terme; il vient ainsi :

$$\lim_{a\to\infty} v = \frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma_{(n)}\Gamma\left(n+\frac{1}{2}\right)}\frac{1}{2^{2n-1}}\theta^{2n-1}e^{-\theta}.$$

Or

$$\Gamma_{(2n)} = (2n-1)! = \frac{1}{\sqrt{\pi}}2^{2n-1}\Gamma_{(n)}\Gamma\left(n+\frac{1}{2}\right),$$

$$\lim_{a\to\infty} v = \frac{\theta^{2n-1}e^{-\theta}}{(2n-1)!},$$

ce qui est le résultat annoncé.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] J. H. H. Chalk, *The optimum pulse shape for pulse communication* (*J. I. E. E.*, 1950, p. 88).

[2] J. P. Vasseur, *Calcul de la distorsion d'une onde modulée en fréquence* (*Annales de Radioélectricité*, janvier 1953, p. 20).

[3] G. Campbell et R. Foster, *Fourier integrals for practical applications.*

ÉTUDE ET RÉGLAGE DE L'ANTENNE DU POSTE NATIONAL A ONDES LONGUES.

PAR R. CHASTE,

Service technique Émission, S. F. R.

SOMMAIRE. — *Les émetteurs de radiodiffusion à ondes longues comptent parmi les plus anciennes réalisations de l'industrie radioélectrique; néanmoins la haute qualité exigée d'eux actuellement pose de délicats problèmes d'antenne et de circuits.*

Nous donnons dans cet article l'ensemble de l'étude qui a été faite à ce sujet pour le Poste National d'Allouis. Cet émetteur, travaillant sur une fréquence de 164 kc/s, assure la diffusion d'un programme occupant une largeur de bande de 20 kc/s. La bande passante relative est du même ordre que celles rencontrées en télévision ou en radiocommunication multiplex.

Les difficultés à surmonter pour trouver des solutions satisfaisantes applicables à une longueur d'onde de 1830 m et à une puissance de 500 kW sont donc d'une grande importance. (C. D. U. : 621.396.67.)

SUMMARY. — *Long wave broadcast transmitters are among the oldest developments of the radio industry; nevertheless the high quality which is now required of them sets difficult problems of antenna and circuit design.*

This paper gives an account of the overall study which has been made on this subject for the National Station at Allouis.

This transmitter, working on a frequency of 164 kc/s, provides a transmission occupying a bandwidth of 20 kc/s. The pass-band is relatively of the same order as those met with in television or in multiplex radiocommunication. The difficulties to be overcome before satisfactory solutions can be found, applicable to a wavelength of 1830 m and a power of 500 kW, are therefore seen to be serious. (U. D. C : 621.396.67)

INTRODUCTION.

Une antenne et des circuits haute fréquence à bande passante étroite provoquent une distorsion harmonique de la modulation, une variation périodique en phase de la porteuse et, dans les cas les plus défavorables, un affaiblissement prohibitif des hautes fréquences du spectre à transmettre.

a. Distorsion harmonique et modulation de phase.

Examinons les conditions de fonctionnement des lampes de l'étage de puissance lorsque l'émetteur est modulé par des fréquences élevées. On peut considérer, en première approximation, que la tension oscillante qui est développée sur les anodes des lampes est modulée sinusoïdalement, même si la charge varie dans une certaine mesure au cours du cycle de modulation.

Un étage module, fortement excité, est à résistance interne faible et sa force électromotrice équivalente est indépendante de la charge.

Ainsi la tension est de la forme :

$$u = U \sin \omega t (1 + k \cos \Omega t),$$

$$u = U \sin \omega t + \frac{kU}{2} \sin(\omega - \Omega) t + \frac{kU}{2} \sin(\omega + \Omega) t.$$

Le spectre de fréquence de la tension comprend trois raies aux fréquences

$$\frac{\omega - \Omega}{2\pi}, \quad \frac{\omega}{2\pi}, \quad \frac{\omega + \Omega}{2\pi},$$

les deux raies extrêmes (bandes latérales) étant égales.

Supposons, que l'impédance de charge soit égale à R pour la porteuse $\rho_i e^{j\theta_i}$ pour la bande latérale inférieure et $\rho_s e^{-j\theta_s}$ pour la bande latérale supérieure.

Le courant est alors égal à :

$$i = U \sin \omega t + \frac{kU}{2\rho_i} \sin[(\omega - \Omega)t - \theta_i] + \frac{kU}{2\rho_s} \sin[(\omega + \Omega)t + \theta_s].$$

On peut développer tous les sinus et cosinus de somme ou de différence d'angles et ramener i à la forme :

$$i = B \sin \omega t + C \cos \omega t,$$

où B et C dépendent de termes en sin et $\cos \Omega t$.

Or i s'écrit encore :

$$i = \sqrt{B^2 + C^2} \sin(\omega t + \varphi), \qquad \text{avec} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{C}{B}.$$

i est une oscillation à la pulsation ω modulée en phase et en amplitude par deux phénomènes périodiques mais non sinusoïdaux. En explicitant $\sqrt{B^2 + C^2}$, on trouve que la modulation ne peut être sinusoïdale que si $\rho_i = \rho_s - \theta_i = \theta_s$, car alors $C = 0$.

Puisque par définition, on n'a pas de bandes latérales aux pulsations $\omega \pm 2\Omega$, $\omega \pm 3\Omega$, ..., c'est que les bandes latérales dues aux modulations d'amplitude et de phase sont égales et opposées.

Néanmoins, si l'on ne cherchait à restituer que la modulation d'amplitude, par exemple par détection, on trouverait l'enveloppe $\sqrt{B^2 + C^2}$ qui n'est plus sinusoïdale pure, mais présente de la distorsion harmonique.

Ainsi, pour éviter la *distorsion d'enveloppe*, il faut que les courants correspondant aux bandes latérales de modulation soient égaux en amplitude et que leurs déphasages soient symétriques par rapport à la porteuse. Ceci ne peut être obtenu que si les impédances de charge des anodes sont égales et ont des angles de phases égaux et opposés sur les deux bandes latérales. Dans la représentation de la courbe $X = f(R)$ de cette impédance, le diagramme doit être symétrique par rapport à l'axe des R. Dans ce cas, l'onde haute fréquence modulée est aussi exempte de distorsion de phase.

b. Courbe amplitude-fréquence.

Les conditions nécessaires pour éviter la distorsion étant remplies, c'est-à-dire ρ_i et ρ_s étant égal à ρ et θ_i, et θ_s à θ.

Le courant a pour expression :

$$i = \frac{U \sin \omega t}{R} + \frac{kU}{2\rho} \sin[(\omega - \Omega)t - \theta] + \frac{kU}{2\rho} \sin[(\omega + \Omega)t + \theta],$$

$$i = \frac{U}{R} \sin \omega t \left[1 + k \frac{R}{\rho} \cos(\Omega t + \theta) \right].$$

Son taux de modulation est différent de celui de la tension.

D'autre part, la puissance délivrée se décompose en trois parties :

— Puissance porteuse $\frac{U}{2R}$;

— Puissance bande latérale supérieure $\frac{kU^2 \cos \theta}{8\rho}$;

— Puissance bande latérale inferieure $\frac{kU^2 \cos \theta}{8\rho}$.

Nous pouvons donc définir trois taux de modulation :

1° ku, taux de modulation de la tension;

2° $ki = ku \frac{R}{\rho}$, taux de modulation du courant;

3° $kp = ku \sqrt{\frac{R \cos \theta}{\rho}}$, taux de modulation de la puissance.

kp est le taux réel de modulation de l'onde rayonnée par l'antenne, car la puissance réelle fournie par les lampes de puissance se retrouve dans l'antenne.

Dans tous les cas, les taux de modulation réels sont limités. Mais si l'on se limite à ces taux de modulation maxima, on peut, grâce à l'emploi de circuits correcteurs appropriés, s'attendre, pour l'étage de puissance, à une courbe amplitude-fréquence sensiblement rectiligne.

Examinons encore les expressions de

$$kp = ku \sqrt{\frac{R \cos \theta}{\rho}}$$

et des taux de modulation limites. Il y a intérêt à aplatir la courbe Z tracée dans le plan complexe, afin d'augmenter $\cos \theta$. D'autre part, il est préférable d'avoir un module d'impédance inférieure à R afin de maintenir un écart assez faible entre ku et kp.

Le but à atteindre étant en définitive de ramener sur les anodes du dernier étage une impédance dont la courbe $X = F(R)$ ait une forme donnée, on voit que les problèmes d'antenne et de circuit sont intimement liés.

Après avoir étudié successivement plusieurs types

d'antennes et plusieurs schémas de circuits, on a finalement adopté une antenne à large bande, le dipôle replié, dont l'usage s'est développé dans la technique des ondes courtes. Une préétude de cette antenne a été faite et les circuits haute fréquence de l'émetteur déterminés en fonction des premiers résultats concernant l'antenne.

La Radiodiffusion française ayant accepté les principes que nous proposions, nous avons conservé intégralement les circuits de l'avant-projet et cherché une simplification de la réalisation mécanique de l'aérien. Cette recherche a été grandement facilitée par la construction d'une maquette au 1/170e.

Enfin, à la suite d'une série de mesures, l'aérien, construit au Centre Ondes Longues d'Allouis, a été réglé en vue de son adaptation aux circuits existants.

Cet article, relatant les différentes phases de l'étude et du réglage, est divisé de la façon suivante :

Dans une première partie, nous présentons les calculs concernant la réalisation actuelle.

Dans la seconde partie, nous exposons l'ensemble du travail effectué sur maquette et les simplifications qu'il a permis d'apporter.

Enfin, dans une dernière partie, nous donnons les résultats de mesures faites à Allouis.

I. — CALCUL DE L'ANTENNE ET DES CIRCUITS HAUTE FRÉQUENCE DE L'ÉMETTEUR.

1. Principe de l'aérien.

Un dipôle replié est un aérien constitué par un conducteur de longueur égale à une longueur d'onde.

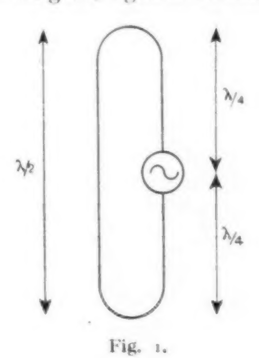


Fig. 1.

Un pliage à un quart d'onde des extrémités rapproche celles-ci et ramène les dimensions extérieures de l'aérien à une demi-onde. L'alimentation s'effectue entre les extrémités du conducteur (voir *fig.* 1).

On peut aussi concevoir un « unipôle replié »

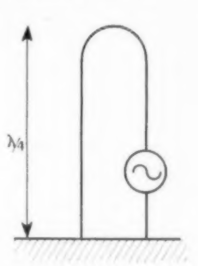


Fig. 2.

et c'est surtout à ce dernier que nous nous attacherons (voir *fig.* 2).

Il y a dans le fonctionnement d'un tel aérien superposition de deux états :

1° Un état antenne, l'antenne étant constituée par l'ensemble des brins de l'unipôle replié;

2° Un état ligne quart d'onde court-circuitée.

Admittance d'entrée d'un unipôle replié. — Notons d'abord l'analogie des figures 3 et 4, qui illustre la superposition des deux états.

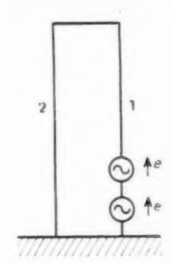


Fig. 3.

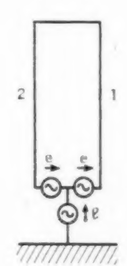


Fig. 4.

1° En fonctionnement antenne, le courant débité dans le conducteur l est une fraction $\frac{1}{n}$ du courant total d'antenne $I_a = \frac{1}{n} \cdot I$ total antenne $= \frac{1}{n} e^{Y_a}$ si

l'on appelle Y_a l'admittance d'entrée de l'antenne constituée par les deux brins ($Y_a = G_a + jB_a$).

Si C_{11}, C_{22}, C_{12} désignent respectivement les capacités statiques propres et le coefficient d'influence de 1 et 2 :

$$n = \frac{C_{11} + C_{22} + 2C_{12}}{C_{11} + C_{12}}.$$

2° Le courant débité en fonctionnement ligne dans le conducteur l est

$$I_l = 2e\,Y_l,$$

où Y_l est l'admittance d'entrée de la ligne ($Y_l = -jB_l$).

Le courant total débité dans le couducteur 1 est donc

$$I = I_a + I_l = e\left(\frac{1}{n}Y_a + 2Y_l\right).$$

L'admittance apparente sur laquelle débite la tension $2e$ est donc

$$Y = \frac{I}{2e} = \frac{I_a + I_l}{2e},$$

$$Y = \frac{1}{2n}Y_a + Y_l.$$

Sur la fréquence porteuse d'une émission, fréquence pour laquelle la hauteur de l'unipôle est exactement un quart d'onde,

$$Y_l = 0, \qquad Y_a = \frac{1}{R_a},$$

où R_a est la résistance d'entrée d'un quart d'onde au sol.

L'impédance d'entrée est alors égale à 2n fois la résistance d'entrée d'un quart d'onde.

Lorsque la fréquence d'utilisation n'est plus celle correspondant au quart d'onde, les parties imaginaires de Y_a et Y_l varient en sens inverse. Il s'établit une compensation et c'est ce qui donne au dipôle replié sa forte largeur de bande.

Extension du principe a une antenne onde longue. — Pour une onde longue, il devient impossible de dresser verticalement un quart d'onde. Voyons les modifications qu'il convient d'apporter aux raisonnements précédents lorsqu'on utilise une antenne moins haute que le quart d'onde.

Afin de porter à 90° la longueur électrique de l'antenne, on dispose à son sommet une capacité (*fig.* 5).

On a toujours superposition de deux états.

La capacité terminale court-circuite la ligne dont la longueur est maintenant inférieure au quart d'onde.

Sur la fréquence porteuse, B n'est plus nulle, mais négative. Il faut accorder l'unipôle replié par une capacité à la base. Mais B_a et B_l majorés de l'admittance de la capacité varient encore en sens inverse et la compensation subsiste.

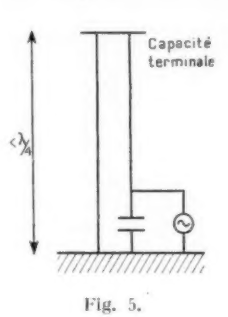


Fig. 5.

Possibilités supplémentaires offertes par le dipôle replié :

1° En jouant sur les diamètres respectifs des deux brins de l'antenne, on peut faire varier dans de grandes proportions la résistance d'entrée de l'aérien.

2° Il n'existe évidemment qu'une seule valeur de la capacité à la base qui permette d'accorder l'antenne. Mais on peut forcer un peu cette valeur de capacité et accorder l'ensemble par une self série. Or la capacité à la base permet de modifier plus ou moins les variations de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence.

3° Le feeder placé entre l'émetteur et l'antenne peut remplacer la capacité d'accord à la base.

2. Impédance d'entrée et diagramme de rayonnement de l'aérien d'Allouis.

L'aérien d'Allouis est constitué essentiellement par un pylône de 308 m de hauteur à section triangulaire de 3,8 m de côté.

Ce pylône supporte à 17¼ et 300 m respectivement, deux ensembles de trois vergues horizontales de 20 m de longueur, faisant entre elles des angles de 120°. A ces supports sont suspendus des prismes verticaux de fils.

Prismes et pylône sont réunis électriquement au sommet, mais isolés à la hauteur des bras intermédiaires, qui jouent uniquement le rôle d'entretoises.

Le pylône est directement mis à la terre ainsi

qu'un des trois prismes. Les deux autres sont branchés au feeder d'alimentation.

Aux vergues supérieures sont fixées, deux par deux six prismes obliques formant capacité terminale. Ces faisceaux de câbles ont une longueur de 115 m et une inclinaison de 45° par rapport à l'horizontale.

Schématiquement l'antenne est ainsi formée de deux conducteurs verticaux, l'un à la masse, l'autre alimenté et d'une capacité terminale.

Le conducteur à la terre (2) est constitué par le pylône et un prisme.

Le conducteur alimenté (1) est constitué par les deux autres prismes.

Nous donnons ci-dessous sur la figure 6 la coupe schématique de l'antenne. (Les rayons des conducteurs portés sur cette figure sont les rayons des conducteurs équivalents aux prismes et aux pylônes.)

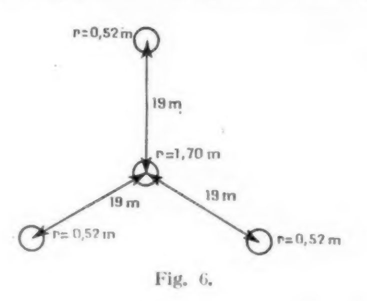


Fig. 6.

Rappelons que pour calculer l'impédance d'entrée du dipôle replié, il faut connaître trois paramètres :

1° L'impédance Z_a de l'antenne alimentée d'une façon classique, tous les conducteurs étant mis en parallèle;

2° L'impédance Z_l de la ligne court-circuitée constituée par les conducteurs à la terre d'une part et les conducteurs isolés d'autre part;

3° Le rapport $\frac{1}{n}$ du courant dans le conducteur alimenté (1) au courant total d'antenne.

Le calcul de Z_a ne peut se faire que par des méthodes approchées en raison de la forme compliquée de l'aérien. Nous avons utilisé la méthode d'analogie avec les lignes.

La partie réelle de Z_a est égale à la résistance de rayonnement de l'antenne rapportée au courant à la base. A 164 kc/s, nous avons calculé directement cette résistance après avoir étudié le diagramme de rayonnement.

Nous en avons déduit la hauteur d'une antenne équivalente dont la capacité terminale aurait été horizontale et cette antenne nous a servi au calcul de la résistance de rayonnement entre 154 et 174 kc/s.

La partie imaginaire de Z_a est égale à l'impédance d'entrée d'une ligne ouverte dont la longueur est la somme de la hauteur de l'antenne et de la longueur apparente due à la capacité terminale Cette longueur totale a été choisie égale à un quart d'onde à 164 kc/s, compte tenu d'une contraction de 10 % de l'onde de long du pylône.

Le calcul établit que la résistance de rayonnement de l'antenne à 164 kc/s est égale à 24 Ω. C'est l'impédance d'entrée d'une antenne à capacité terminale horizontale de 0,15 λ (275 m) de hauteur, la capacité terminale étant équivalente à 0,1 λ (183 m) à 164 kc/s.

La résistance de rayonnement d'une telle antenne entre 154 et 174 kc/s est donnée dans le tableau I, établi d'après les courbes du *Terman Handbook* (p. 793).

TABLEAU I.

f (kc/s)	154.	159.	164.	169.	174.
R_r	20	22	24	26,5	29,5

Siegel et Labus donnent comme valeur de l'impédance caractéristique d'une antenne au sol, de hauteur supérieure à $\frac{\lambda}{8}$ l'expression

$$Z_c = 60\left(2,3 \log \frac{h}{a} - 1 - \log \frac{2h}{\lambda}\right),$$

où h est la hauteur de l'antenne et a son rayon équivalent.

Le rayon équivalent du pylône et des quatre prismes verticaux est égal à 10,20 m.

D'où

$$Z_c = 60\left(2,3 \log \frac{300}{10,2} - 1 - \log \frac{600}{1\,830}\right) \neq 170\ \Omega.$$

Si H est la hauteur électrique du pylône, compte tenu d'une contraction de 10 % et B la hauteur électrique apparente de la capacité terminale, la réactance d'entrée de l'antenne est égale à

$$-jZ_c \operatorname{cotg}(H + B).$$

La capacité terminale a été déterminée expérimentalement (sur maquette) pour rendre Z_a réelle à 164 kc/s.

Donc à 164 kc/s comme

$$H = 1,1 \frac{300}{1\,830} \times 360 = 65^\circ (0,18\lambda),$$

$$B = 90 \times 65^\circ = 25^\circ (0,07\lambda).$$

Les longueurs électriques entre 154 et 174 kc/s se déduisent des précédentes et permettent de

calculer $-j\,Z_c \operatorname{cotg}(H + B)$ à toutes fréquences. Connaissant déjà la partie réelle de Z_a, on peut ainsi obtenir sa valeur complète à toutes fréquences (tableau II).

Tableau II.

f (kc/s).	$H + B$.	Z_a.
154	84,5	20 $-j$ 16,4
159	87	22 $-j$ 9
164	90	24
169	93	26,5 $+j$ 9
174	95,5	29,5 $+j$ 16,4

2° Pour calculer l'impédance d'entrée de la ligne court-circuitée constituée par les conducteurs à la terre d'une part, et les conducteurs isolés d'autre part, il faut en premier lieu connaître l'impédance caractéristique de cette ligne; le calcul conduit à une *impédance caractéristique de* 200 Ω.

Cette ligne étant considérée comme étant sans perte, la longueur d'onde est celle en espace libre et la longueur électrique de la ligne se calcule, par suite, aisément à partir de la longueur géométrique de 300 m.

Le tableau III donne l'impédance d'entrée aux diverses fréquences.

Tableau III.

f (kc/s).	Longueur électrique (degrés).	Impédance d'entrée (Z_l Ω).	Admittance d'entrée (10^{-3} mhos).
154	55	j 286	$-j$ 3,5
159	56,5	j 302	$-j$ 3,32
164	58,5	j 328	$-j$ 3,05
169	60,5	j 354	$-j$ 2,83
174	62	j 378	$-j$ 2,65

3° Le rapport du courant dans le conducteur alimenté (1) au courant total d'antenne se calcule en supposant qu'il est identique au rapport des charges statiques qui se répartiraient sur ces conducteurs si l'antenne était portée à un potentiel fixe. On trouve ainsi

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{2,025}.$$

Nous disposons maintenant de tous les éléments permettant de calculer l'impédance d'entrée de l'antenne repliée :

$$Z = \frac{1}{Y}\;\frac{1}{\frac{1}{2n}Y_a + Y_l}.$$

Les diverses étapes de calcul et les résultats finaux sont donnés dans le tableau IV.

L'antenne est alimentée par l'intermédiaire de 70 m de feeder dissymétrique 100 Ω, qui joue un rôle dans la suite des circuits.

L'étude complète des circuits haute fréquence a été faite d'après les résultats d'une préétude concernant l'impédance d'entrée de ce feeder. Par suite, dans le présent calcul, dans l'expérimentation sur maquette et dans les réglages définitifs, c'est l'impédance où ce point que nous nous sommes efforcés de rendre conforme à celle utilisée pour la détermination des circuits. Les comparaisons de courbes que nous allons établir dans les pages suivantes se rapportent à l'impédance d'entrée de ce feeder. Donnons en premier lieu les résultats du calcul basé sur les précédents résultats.

Tableau V.

f (kc/s).	Impédance antenne (Ω).	Impédance d'entrée du feeder.
154	122 $-j$ 42	100 $-j$ 45
159	106 $-j$ 6	102 $-j$ 5
164	90 $-j$ 27	103 $+j$ 30
169	82 $+j$ 55	110 $+j$ 65
174	80 $+j$ 78	125 $+j$ 100

Le feeder étant attaqué par une cellule en T à bras selfiques, on peut considérer que la réactance à 164 kc/s fait partie de la self, qui se trouve en série avec le feeder. La comparaison de courbes d'impédances coupant toutes l'axe réel à 164 kc/s sera ainsi plus aisée.

Les résultats du calcul précédent, présentés de cette façon font l'objet du tableau VI.

Les valeurs d'impédance réduite données dans ce tableau sont à comparer à celles utilisées pour le calcul des circuits haute fréquence de l'émetteur

Tableau IV.

f (kc/s).	$Y_a = \frac{1}{Z_a}$ (10^{-3} mhos).	$\frac{1}{4,05} Y_a$ (10^{-3} mhos).	Y_l (10^{-3} mhos).	Y (10^{-3} mhos).	Z (Ω).
154	29,8 $+j$ 2,45	7,35 $+j$ 6	$-j$ 3,5	7,55 $+j$ 2,5	122 $-j$ 42
159	39 $+j$ 15,9	9,65 $+j$ 3,88	$-j$ 3,32	9,65 $+j$ 0,56	106 $-j$ 6
164	41,7	10,3	$-j$ 3,05	10,3 $-j$ 3,05	90 $+j$ 27
169	34 $-j$ 11,5	8,4 $-j$ 2,83	$-j$ 2,83	8,4 $-j$ 5,63	82 $+j$ 55
174	25,8 $+j$ 14,4	6,4 $-j$ 3,56	$-j$ 2,65	6,4 $-j$ 6,21	80 $+j$ 78

(tableau VII). La comparaison des impédances réduites est plus significative que celles des impédances réelles, car c'est essentiellement la forme des courbes d'impédance qui importe dans la mesure où les valeurs à 164 kc/s sont peu différentes d'un cas à l'autre.

TABLEAU VI.

f (kc/s).	Impédance d'entrée du feeder + accord à 164 kc/s.	Valeurs réduites de l'impédance.
154	$100 - j\,73$	$0.97 - j\,0.71$
159	$102 - j\,34$	$0.99 - j\,0.33$
164	103	1
169	$110 + j\,34$	$1.07 + j\,0.33$
174	$125 + j\,68$	$1.21 + j\,0.66$

TABLEAU VII.

f (kc/s).	Impédance d'entrée du feeder + accord à 164 kc/s.	Valeurs réduites de l'impédance.
154	$80 - j\,62,5$	$0.89 - j\,0.69$
159	$85 - j\,29,5$	$0.94 - j\,0.33$
164	90	1
169	$100 + j\,28,5$	$1.11 + j\,0.32$
174	$120 + j\,56,5$	$1,33 + j\,0,63$

La figure 7 justifie le maintien des circuits haute fréquence, tels qu'ils avaient été déterminés dans l'avant-projet.

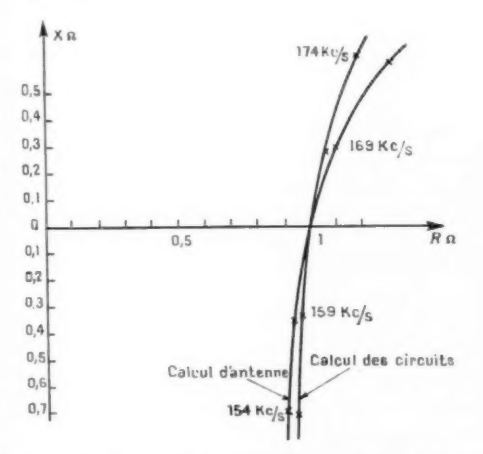
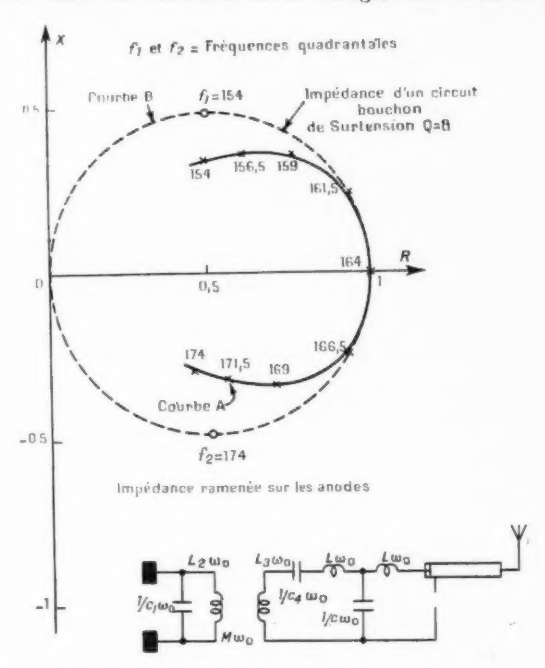


Fig. 7. — Impédance de charge des circuits haute fréquence de l'émetteur.

3. Circuits haute fréquence de l'émetteur.

Les variations d'une impédance quelconque avec la fréquence peuvent être compensées grâce à l'utilisation de circuits correcteurs convenables. On obtient ainsi une compensation « locale ». Ayant réalisé cette compensation, il faut néanmoins choisir judicieusement les circuits entre anodes et antenne compensée. On supprime, en effet, partiellement les effets de variation de la charge, mais non les



$1/C_1\omega_0 = 350\,\Omega$ – $L_2\omega_0$ $326\,\Omega$ – $M\omega_0 = 103\,\Omega$ – $L_3\omega_0 = 1/C_4\omega_0 = 180\,\Omega$
$L\omega_0 = 1/C\omega_0 = 104\,\Omega$ –

Fig. 8.

conséquences de la surtension des circuits (*voir* Annexe).

Ceux-ci, quelle que soit la solution adoptée, ne peuvent être plus simples que ceux qui ont fait l'objet de notre étude.

On a constaté, en étudiant le problème dans son ensemble, que l'on peut arriver, pour un résultat donné, à une solution plus économique en ne réalisant pas la compensation locale de l'antenne, mais en étudiant l'ensemble antenne + circuits de couplage de façon à réaliser une compensation globale.

On a recherché une symétrie de la courbe d'impédance ramenée sur les anodes et pour obtenir ce résultat on a appliqué les deux principes suivants :

1° Charger un circuit ayant par lui-même une courbe de transmission dissymétrique par un circuit présentant une dissymétrie « complémentaire »;

2° Charger un circuit dont la réactance varie comme celle d'un circuit bouchon par un circuit dont la réactance varie comme celle d'un circuit série.

On a ainsi été amené au schéma de la figure 8.

Grâce à ce montage, on obtient sur les anodes la courbe d'impédance A. A cette courbe est comparée la courbe B, caractérisant tout circuit bouchon. Un tel circuit dont les fréquences quadrantales seraient 154 et 174 kc/s aurait une surtension.

$$Q = \frac{164}{174 - 154} \simeq 8.$$

La courbe de l'impédance ramenée sur les anodes, en plus de sa symétrie très satisfaisante, montre donc que pour des désaccords de 10 kc/s, *les variations d'impédance obtenues sur les anodes sont du même ordre de grandeur que celles provoquées par un simple circuit antirésonant de surtension égale à* 8.

II. — ÉTUDE SUR MAQUETTE DE L'AÉRIEN D'ALLOUIS.

Les lois de similitude électromagnétique ont été étudiées par plusieurs auteurs (Brown, Boadle, Sinclair). De leurs travaux, il résulte que l'étude d'un aérien sur modèle réduit peut constituer un puissant moyen d'investigation. Cette méthode a déjà largement été utilisée, en particulier pour la réalisation d'aériens destinés à l'aéronautique; on conçoit fort bien son utilité dans la détermination d'une antenne nouvelle devant travailler sur une onde de 1830 m.

La maquette permet, d'une part, la vérification des principes utilisés et, d'autre part, des simplifications mécaniques.

Dans notre avant-projet d'aérien, nous en donnions la description suivante :

Il comporte essentiellement un pylône de 4 m de côté et de 300 m de hauteur. Ce pylône est à capacité terminale et est étoffé par 21 fils verticaux. Il supporte à une hauteur de 300 m trois bras horizontaux de 20 m faisant entre eux un angle de 120°. Entre les extrémités de ces bras sont fixés des traversiers formant un triangle équilatéral dont la section du pylône est l'orthocentre. Les fils verticaux sont disposés régulièrement sur ce triangle équilatéral. Leur rayon est de 0,5 cm.

La capacité terminale est formée de trois nappes rectangulaires de fils. Des traversiers doublant les précédents constituent un des petits côtés de chacune des nappes. Celles-ci sont maintenues obliquement à 45° par rapport à l'horizontale par des câbles amarrés au sol. La largeur de ces nappes est de 34 m environ; leur longueur de 60 m.

A partir de cette description de l'antenne que nous envisagions, nous avons réalisé une maquette au 1/170e sur laquelle nous avons fait de nombreuses mesures à des fréquences de l'ordre de 28 Mc/s (170 × 164 kc/s).

Ce modèle réduit comportait des éléments de trois sortes :

1° Un conducteur de 20 mm de diamètre, simulant le pylône et existant dans toutes les mesures.

2° Des conducteurs variables en nombre et en diamètre suivant les besoins de l'expérience. Tous ces éléments verticaux étaient reliés ensemble au sommet de l'antenne et pouvaient être, à la base, soit isolés, soit reliés à la terre.

3° Une capacité terminale de forme déterminée par l'expérience, le premier essai étant fait sous la forme décrite dans l'avant-projet.

Au sommet de la maquette, les conducteurs verticaux étaient maintenus mécaniquement par

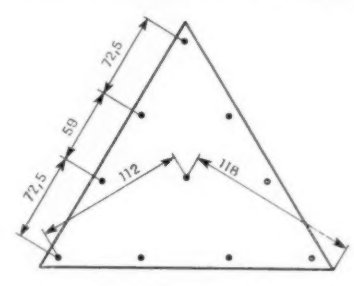


Fig. 9.

un triangle de plexiglas dont le perçage (*fig.* 9) indique les positions des brins de la montée.

Dès le premier essai, nous avons décidé de ne pas garder la possibilité d'isoler ou d'alimenter chacun des 21 conducteurs verticaux.

Nous les avons groupés soit deux par deux, soit par trois, chaque groupe pouvait ainsi être considéré comme un conducteur distinct.

La maquette était disposée sur un plan métallique de 4 m de diamètre, sa hauteur étant au 1/170e, 1,77 m.

Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un Pont d'impédance General Radio 916 A à des fréquences variant entre 26 et 29,5 Mc/s (153 et 173,5 kc/s).

Elles nous ont permis, en premier lieu, de déterminer quelle était la forme définitive à donner à la montée d'antenne et à la capacité terminale; en raison de la position oblique de celle-ci, le calcul était, en effet, très difficile.

Elles nous ont, d'autre part, permis d'étudier l'influence des haubans sur l'impédance d'entrée de l'aérien.

1. **Montée d'antenne et capacité terminale.**

Après de nombreux essais, nous sommes parvenus à une réalisation assez différente de celle prévue dans notre avant-projet et mécaniquement beaucoup plus simple.

Nous avions réduit la capacité terminale à six prismes de 115 m de longueur, de 85 cm de rayon équivalent inclinés à 45° sur l'horizontale et schématiquement disposés en plan comme l'indique la figure 10.

Le choix de la montée d'antenne correspondante

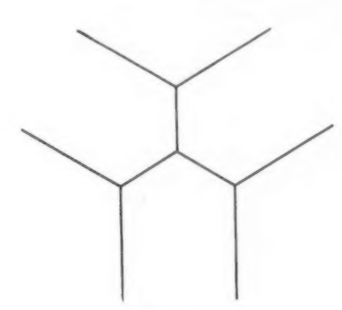


Fig. 10.

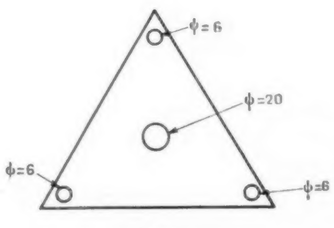


Fig. 11.

résultait de l'examen de la courbe impédance fréquence que nous avions trouvé pour l'antenne repliée, constituée d'un conducteur de 20 mm et d'un autre de 6 mm (1,02 m) mis à la terre et de deux conducteurs de 6 mm alimentes (*fig.* 11).

Nous avions mesuré pour diverses formes de montée d'antenne la même courbe impédance fréquence. C'est à la suite de la comparaison de ces courbes avec la précédente que nous avons fait notre choix après discussion des avantages et désavantages mécaniques et électriques des diverses solutions.

Ainsi à l'issue de cette première série d'expériences les rideaux de câbles verticaux et obliques se trouvaient remplacés par des prismes beaucoup plus maniables. D'autre part, le principe même de l'antenne se trouvait vérifié.

Les valeurs de l'impédance en fonction de la fréquence sont données dans le tableau.

f (Mc/s).	f réelle correspondante (kc/s).	Z.
26,13	154	$125 - j\,76$
27,13	160	$103 - j\,33$
27,7	163	$91 + j\,13$
28,74	169	$82 + j\,48$
29,52	173	$86 + f\,90$

2. **Influence des haubans sur les performances de l'aérien.**

La maquette allait encore nous permettre d'effectuer un grand pas. Les calculs d'antenne se trouvent très souvent erronés en raison de la présence des haubans dont l'effet est pratiquement incalculable. La pose des haubans sur une maquette à hauteur d'homme est une opération d'une extrême facilité et il en est de même du sectionnement de ces haubans par des isolateurs.

Nous avons ainsi déterminé le nombre et la situation des isolateurs à l'issue d'une série d'opérations dont les résultats sont exposés ci-dessous.

L'impédance de l'antenne choisie, alimentée de façon classique, étant de $Z = 22\ \Omega$ sans hauban, nous avons successivement effectué les opérations suivantes :

1° Pose de tous les haubans isolés à leurs deux extrémités :

$$Z = 20 + j\,18,9;$$

2° Coupure du hauban de tête par un isolateur à l'aplomb de l'extrémité de la capacité :

$$Z = 20,2 + j\,11,2;$$

3° Coupure du 2e hauban à l'aplomb du même point :

$$Z = 20,8 + j\,7,3;$$

4° *Suppression des deux derniers isolements* et sectionnement en trois parties égales du hauban de tête :

$$Z = 21 + j\,6,15;$$

5° Sectionnement en deux parties égales du 3e hauban :

$$Z = 21,5 + j\,4,8;$$

6° Interposition d'un isolateur supplémentaire entre les deux isolateurs les plus hauts des haubans de tête :

$$Z = 21,5 + j\,4,4;$$

7° Sectionnement en trois parties égales du 2e hauban et en deux parties du 4e hauban (à partir du sommet) :

$$Z = 21,9 + j\,2,8;$$

8° Sectionnement en deux parties égales du 5e hauban :

$$Z = 21,6 + j\,2,8;$$

9° Mise en place des bras intermédiaires :

$$Z = 21,5 + j\,2,9;$$

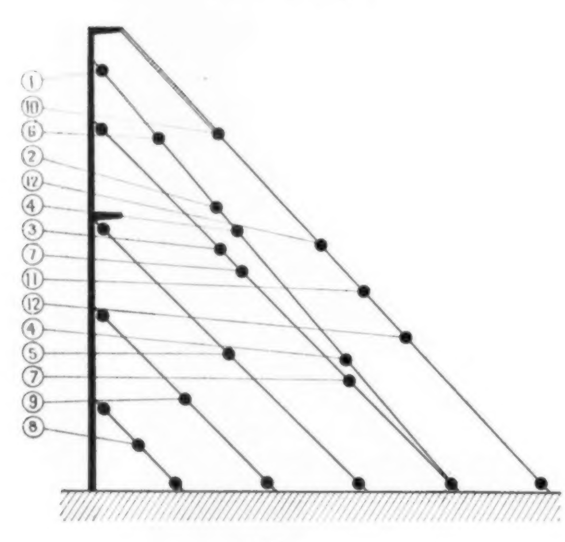


Fig. 12.

1. $20 + j\,18,9$; 2. $20,2 + j\,11,2$; 3. $20,8 + j\,7,3$; 4. $21 + j\,6,15$; 5. $21,5 + j\,4,8$; 6. $21,5 + j\,4,4$; 7. $21,5 + j\,2,8$; 8. $21,5 + j\,2,8$; 9. $21,5 + j\,2,9$; 10. $19,9 + j\,8,7$; 11. $21 + j\,6,8$; 12. $21,7 + j\,5$.

10° Pose des câbles de retenue des capacités isolés à chacune de leurs extrémités :

$$Z = 19,9 + j\,8,7;$$

11° Sectionnement en deux parties égales de ces câbles :

$$Z = 21 + j\,6,3;$$

12° Sectionnement en trois parties égales :

$$Z = 21,7 + j\,5.$$

La figure 12 résume ces opérations.

Les opérations 2° et 3° sont supprimées à partir de 4°.

Le sectionnement 11° est supprimé pour 12°.

3. **Maquette définitive de l'aérien d'Allouis.**

Ainsi après le sectionnement de tous les haubans, l'impédance Z_a de l'antenne alimentée à la base était égale à $21,7 + j\,5\ \Omega$ au lieu de $22\ \Omega$ en l'absence de haubans. Considérant ce résultat comme satisfaisant du point de vue régime antenne, il fallait encore vérifier que la courbe d'impédance de l'antenne repliée n'était pas trop modifiée par le haubanage.

Les valeurs ci-dessous permettent la comparaison des aériens avec ou sans hauban.

f (Mc/s).	f réelle correspondante.	Z sans haubans.	Z avec haubans.
26,13	154	$125 - j\,76$	$117 - j\,60$
27,13	160	$103 - j\,33$	$100 - j\,31$
27,7	163	$91 - j\,13$	$96 + j\,15$
28,74	169	$82 + j\,48$	$79 + j\,53$
29,52	173	$86 + j\,90$	$79 + j\,90$

L'influence des haubans sans être négligeable n'est pas très forte; de plus elle ne correspond pas à une diminution de la largeur de bande de l'aérien.

III. — MESURES EFFECTUÉES SUR L'AÉRIEN D'ALLOUIS.

Afin de donner à la courbe d'impédance de l'antenne la forme désirée, on peut en particulier agir sur la longueur des capacités terminales; c'est ce procédé de réglage qui a été adopté à Allouis.

L'étude sur maquette nous a indiqué que la longueur souhaitable des six prismes était de 115 m. Par raison de sécurité, il a été prévu au montage une longueur de 150 m. Une série de mesures sur l'aérien sans capacité terminale nous a indiqué qu'il était superflu de prévoir cet excédent de 35 m. La capacité terminale a donc été mise en place une première fois, les prismes ayant une dimension de 130 m.

Dans ces conditions, l'impédance d'entrée de l'antenne avait les valeurs du tableau VII.

Tableau VII.

f (kc/s).	Z antenne.
154	$83 + j\,45$
160	$80 + j\,80$
164	$80 + j\,105$
168	$81 + j\,125$
174	$85 + j\,160$

On voit que l'antenne ayant une réactance trop

élevée sur la porteuse, il convenait de raccourcir à nouveau la capacité terminale.

On conçoit qu'une modification de ce genre pose de difficiles problèmes mécaniques. Pour simplifier ceux-ci, à un raccourcissement pur et simple des prismes obliques, il fut préféré la suppression sur 36 m des quatre conducteurs périphériques des prismes. Chacune des capacités terminales se trouvait ainsi être formée de 94 m d'un conducteur de 43 cm de rayon équivalent et de 36 m d'un conducteur de 1,8 cm de rayon.

L'impédance de l'antenne aux diverses fréquences est donnée dans le tableau VIII (valeurs *calculées* d'après les *mesures* faites à l'entrée du feeder).

TABLEAU VIII.

f (kc/s).	Z.
154	102 − j 32
160	95 + j 17
164	95 + j 42
168	98 + j 70
174	100 + j 110

Avec l'antenne dans cet état l'impédance d'entrée du feeder prend les valeurs du tableau IX.

TABLEAU IX.

f (kc/s).	Z.
154	90 − j 26
160	104 + j 18
164	118 + j 43
168	140 + j 71
174	185 + j 115

La partie réelle de cette impédance varie encore trop et la partie imaginaire à la fréquence porteuse est trop élevée. Pour palier cet inconvénient, il aurait été possible de raccourcir une fois encore les capacités terminales. Cette modification aurait amené l'impédance d'entrée de l'antenne à des valeurs très proches de celles calculées. Cependant à cette difficile opération il a été préférée une compensation locale à l'entrée du feeder, compensation effectuée par une self de petites dimensions, de 500 Ω d'impédance et branchée en parallèle sur le feeder.

Le tableau X donne l'impédance d'entrée du feeder

TABLEAU X.

f (kc/s).	Z = impédance entrée feeder + self 500 Ω en parallèle	Z + accord à 164 kc/s.
154	97 − j 8	97 − j 64
160	94 + j 37	94 − j 22
164	95 + j 60	95
168	102 + j 87	102 + j 26
174	116 + j 128	116 + j 64

shunté par cette self et la même impédance diminuée de la réactance selfique à 164 kc/s.

La figure 13 *a* représente l'impédance de charge des circuits haute fréquence telle qu'elle a été mesurée à Allouis. La figure 13 *b* lui compare l'impédance qui a servi au calcul.

On constate qu'entre 160 et 168 kc/s les différences sur R n'excèdent pas 5 % et sont pratiquement nulles sur X.

Entre 154 et 160 kc/s, 168 et 174 kc/s, les différences sur R restent inférieures à 10 % et sont encore nulles sur X.

A l'issue du réglage de l'antenne, l'émetteur se

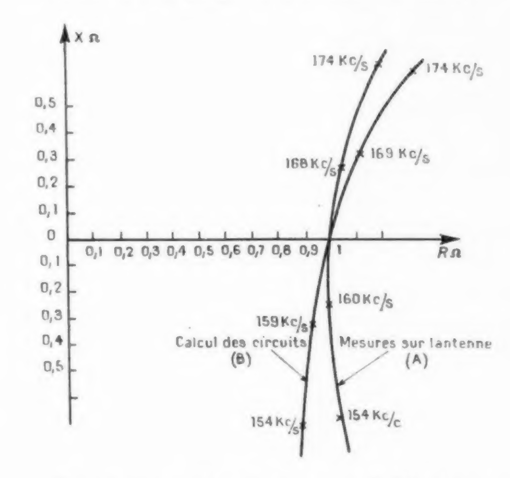


Fig. 13. — Impédance de charge de l'émetteur.

trouvait donc très sensiblement chargé dans les conditions prévues lors du calcul des circuits, en particulier entre les fréquences (164 ± 4 kc/s). Il en résultait pour l'émetteur un taux de distorsion harmonique inférieur à 2 % pour les fréquences de modulation inférieure à 4 000 c/s et une influence très faible de circuits haute fréquence et de l'antenne sur la courbe amplitude-fréquence de l'émetteur (affaiblissements de l'ordre de — 1,5 dB à 10 000 c/s).

La haute qualité des émissions de « Paris-Inter » n'avait été obtenue, jusqu'à maintenant, qu'en ondes moyennes, ondes pour lesquelles les questions de bande passante n'interviennent pas. L'antenne et les circuits à large bande utilisés à Allouis O. L. ont donné une solution définitive à ces problèmes.

Ainsi, chaque jour, les programmes de « Paris-Inter » sont diffusés sur tout le territoire français et au delà avec une qualité réservée jusqu'à maintenant aux émetteurs de portée locale.

L'aérien qui en assure la diffusion est semblable

aux innombrables antennes de télévision ou de téléphonie V. H. F.; il n'en diffère que par sa hauteur : 308 m.

ANNEXE.

Si l'on compensait l'antenne grâce à des circuits correcteurs convenables, une nouvelle compensation devrait avoir lieu sur les anodes car les circuits disposés entre antenne et étage final ont eux aussi une surtension notable.

La solution, utilisant des compensations « locales » sur l'antenne, conduirait à des circuits coûteux comme le montre le schéma de la figure 14. Les

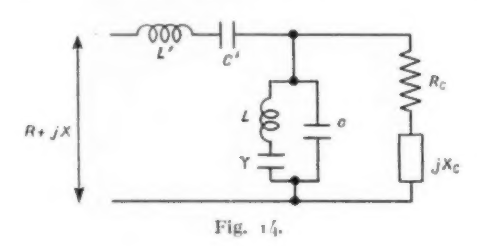


Fig. 14.

résultats donnés par cette compensation sont donnés dans le tableau correspondant aux courbes F_1 et F_2 (*fig.* 15).

$L = 12,8\ \mu$ H; 23 000 V, amplitude crête; 12 000 kVA, crête;

$\lambda = 380$ mμ F; 4 400 V, amplitude crête; 2 200 kVA, crête;

$C = 91$ mμ F; 19 000 V, amplitude crête; 9 400 kVA, crête;

$L' = 530\ \mu$ H; 120 000 V, amplitude crête; 4 600 kVA, crête;

$C' = 1780$ pF; 120 000 V, amplitude crête; 4 600 kVA, crête;

pour un émetteur de 500 kW porteuse.

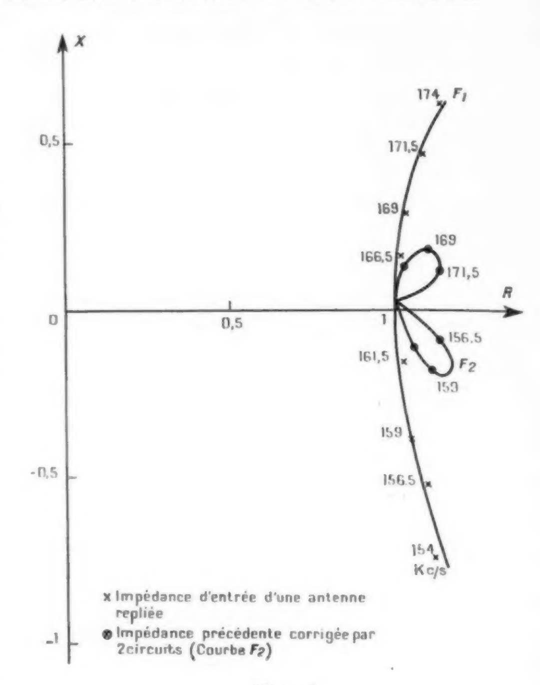


Fig. 15.

Soit un ensemble de capacités réalisées pour une puissance de crête supérieure à 16 000 kVA et, par conséquent, très coûteuses.

f (kc/s).	R_c (Ω).	X_c (Ω).	R (Ω).	X (Ω).
154............	98,5	— 66,5	89	+ 2
156,5..........	96,5	— 46	100	— 8
159............	92,5	— 34,4	98,5	— 15,4
161,5..........	90	— 13,7	92,5	— 10
164............	88,5	1,1	88,5	+ 1,1
166,5..........	88,5	14,9	90,5	+ 11,6
169............	91	28,4	97,5	+ 16
171,5..........	95,5	42	100	10,4
174............	100,5	56	89	2,5

INDICATEUR D'ALTITUDE

Par P. H. LEIDIER,

Société Française Radioélectrique.

Sommaire. — *Après avoir indiqué la fonction remplie par l'indicateur d'altitude dans un ensemble radar de mesure d'altitude, qui est lui-même une partie composante d'un centre radar de détection et d'interception, l'auteur définit le mode de représentation adopté et étudie sa précision par une analyse des diverses causes d'erreur. Une description de l'appareil est donnée dans la dernière partie* (C. D. U. : 621.396.933).

Summary. — *Having indicated the function fulfilled by the height indicator in a height-measuring radar, itself a component of a radar detection and interception radar centre, the author defines the adopted mode of presentation and studies its accuracy by analysis of the various sources of error. A description of the apparatus is given in the last part of the paper* (U. D. C. : 621.396.933).

Introduction.

L'indicateur d'altitude IS 330, associé à un émetteur-récepteur radar, à un meuble de distribution et à une antenne de site, a pour objet de faire connaître l'altitude d'un objectif aérien dont l'azimut et la distance ont été préalablement donnés par un radar d'azimut.

L'émetteur-récepteur associé du type ER 221 fonctionnant sur la bande de 10 cm de longueur d'onde émet des impulsions de 400 kW crête environ, d'une durée de 1 µs à la fréquence de récurrence de 500 c/s. Il délivre à l'indicateur des impulsions écho vidéo d'un niveau de 2,5 V avec 0,5 V de bruit, sous une impédance de 100 Ω.

L'antenne associée, pointée dans la direction donnée par le radar d'azimut, balaye continuellement en site de — 1 à + 40°, à la cadence de 10 allers et retours par minute. Les caractéristiques du diagramme d'antenne sont, à demi-puissance, une largeur en azimut voisine de 4° et une épaisseur en site voisine de 0°,8. L'antenne délivre à l'indicateur une tension continue proportionnelle au sinus de l'angle de site de l'axe géométrique du diagramme.

Un meuble de distribution fournit à l'indicateur des impulsions matérialisant une échelle de distance.

Un tel ensemble permet la détection et la mesure de l'altitude d'objectifs aériens jusqu'à des portées et des altitudes variables avec l'objectif considéré, mais qui sont respectivement voisines de 200 et 20 km.

Un tel emploi de l'indicateur d'altitude n'est pas limitatif : il peut être utilisé dans des ensembles différents de celui que nous avons indiqué sous réserve que les signaux convenables lui soient fournis.

Mode de représentation.

L'objectif est représenté en coordonnées cartésiennes sur l'écran du tube cathodique. En abcisse est portée une longueur proportionnelle à sa distance, en ordonnée une longueur proportionnelle à son altitude relative par rapport à la station. Les courbes équidistances sont des droites verticales, les courbes équialtitudes des droites horizontales; les droites de site constant sont représentées par des courbes voisines de paraboles.

Les qualités caractéristiques de ce mode de représentation sont les suivantes :

1° L'altitude peut être facilement lue par interpolation entre deux droites équialtitudes voisines et la précision de lecture est indépendante de l'altitude.

2° L'échelle d'altitude est plus grande que l'échelle

de distance de façon à faire porter toute la précision de lecture sur l'altitude.

3° L'occupation de l'écran est aussi grande que possible de façon à séparer au maximum les échos.

4° La représentation diffère peu d'une représentation cartésienne du plan exploré dans laquelle un point est défini par sa hauteur et sa distance topographique; les courbes d'allure parabolique représentatives de droites à site constant ont une grande courbure et diffèrent peu de droites.

On peut mettre en évidence ces qualités en comparant un tel indicateur à des indicateurs classiques qui ont été utilisés pour la mesure du site ou de l'altitude. Choisissons parmi les échelles de distance possibles celle qui correspond à 150 km portés par le côté horizontal du carré inscrit dans l'écran circulaire, alors qu'une altitude de 20 km est portée par le côté vertical du même carré. Dans ces conditions, si l'exploration est limitée aux angles de site 0 et 45°, l'écran, limité au carré inscrit, est occupé à 94 %. Un indicateur panoramique dans lequel le spot à l'état de repos est excentré jusqu'au bord de l'écran, et dans lequel l'angle de site de l'antenne est transmis à la bobine déflectrice a dans les mêmes conditions son écran occupé à 13 % environ. Si l'on transmet à la bobine déflectrice non plus l'angle de site, mais le double de cet angle, la surface occupée est approximativement doublée, mais les courbes équialtitude cessent d'être des droites. Si les grandeurs distance et site sont transmises aux bobines verticale et horizontale d'un indicateur à coordonnées rectangulaires type B, les courbes équialtitude sont représentées par des courbes d'allure hyperbolique et l'occupation de l'écran est limitée à 50 % environ

L'indicateur d'altitude IS 330 s'apparente aux indicateurs du type RHI (range height indicator) qui portent en ordonnée l'altitude et en abcisse la distance topographique.

Détermination des coordonnées à partir des grandeurs fournies par le radar.

Le radar permet d'obtenir la distance d et le sinus de l'angle de site de l'antenne $\sin\theta$.

Une grandeur proportionnelle à d est portée en abcisse. L'examen de la figure 1 dans laquelle le point de station est représenté par O, le centre de la terre par C et l'objectif par P, montre que l'altitude $P_p = h$ est liée à d, à θ et au rayon de la terre par

$$h^2 + 2Rh - 2Rd\sin\theta - d^2 = 0$$

ou

$$h_R^2 + 2h_R - 2d_R\sin\theta - d_R^2 = 0$$

en désignant par h_R et d_R les rapports des longueurs h et d au rayon R.

En résolvant, il vient

$$h_R = -1 + \sqrt{1 + d_R(2\sin\theta + d_R)}$$

et en développant, tenant compte du fait que d_R est petit,

$$h_R = d_R\sin\theta + \frac{1}{2}\cos^2\theta\, d_R^2 - \frac{1}{2}\sin\theta\cos^2\theta\, d_R^3 + \ldots,$$

ou encore

$$h = d\sin\theta + \frac{d^2}{2R} - \frac{d^2}{2R}\sin^2\theta - \frac{d^3}{2R^2}\sin\theta\cos^2\theta + \ldots.$$

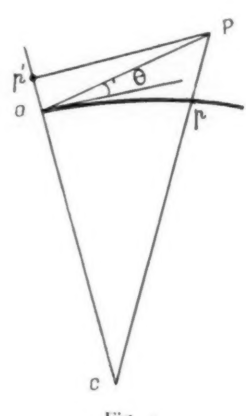


Fig. 1.

A l'aide des grandeurs d et $\sin\theta$ (fournies par le radar) et de R, nous élaborons la quantité

$$h_1 = d\sin\theta + \frac{d^2}{2R}$$

que nous portons en ordonnée. Le premier terme du second membre donne l'altitude par rapport à un élément terrestre supposé plan. Le deuxième terme tient compte dans une certaine mesure de la rotondité de la terre. Une droite de site constant est représentée dans ces conditions par un arc de parabole.

Erreurs.

On évalue l'erreur systématique commise sur l'altitude en négligeant certains termes du développement de h. On montre que ces erreurs sont faibles devant celles qui proviennent de la connaissance des paramètres, de la propagation, de l'éla-

boration des coordonnées, du pointé de l'observateur. On justifie aussi le choix de l'ordonnée h.

Erreur due aux termes du deuxième ordre. — Si l'on néglige les termes du deuxième ordre du développement de h on introduit une erreur par défaut qui dans le cas d'un objectif situé à 150 km serait inférieure à 1800 m. Il serait inadmissible de négliger une telle erreur. Mais si l'on ne néglige que le terme

$$\frac{d^2}{2R}\sin^2\theta = \frac{h^2}{2R},$$

cela revient pour un objectif situé à 15 km d'altitude à introduire une erreur par excès inférieure à $\varepsilon_1 = 20$ m.

Erreur due aux termes du troisième ordre. — Si l'on néglige les termes du troisième ordre on est conduit à une erreur par excès égale à $\sin\theta\cos^2\theta\,\frac{d^3}{2R^2}$, qui, étant donné que le terme en θ prend une valeur maximum voisine de 0,4 pour les valeurs de θ à considérer, reste inférieure à $0{,}4\,\frac{d^3}{2R^2}$, soit à $\varepsilon^2 = 20$ m pour un objectif situé à 150 km de distance.

Erreur de pointé. — Un obstacle renvoie un écho tant qu'il est dans le champ du pinceau radar. Comme ce pinceau n'est pas infiniment étroit, il en résulte que l'image d'un obstacle aérien ponctuel n'est pas un point, mais un élément de droite vertical. Nous allons voir que la hauteur d'un tel élément de droite est sensiblement constante à toutes les distances pour un objectif aérien déterminé vu sous un angle donné et que cette hauteur caractérise dans une certaine mesure l'objectif aérien considéré.

La courbe limite de la couverture sur un objectif aérien d'une nature déterminée et qui répond également dans toutes les directions a la même forme que la courbe en champ. Cette dernière peut être commodément et avec une bonne approximation représentée par l'équation $G = 3\left(\frac{\alpha}{\alpha_0}\right)^2$ qui montre que le gain d'antenne G exprimé en décibels, est une fonction quadratique de l'ouverture α, α_0 étant l'ouverture à demi-puissance. Si d_m est la distance maximum de détection correspondant à un objectif dans l'axe du pinceau, δ le rapport d'une distance d à cette distance d_m, l'équation de la courbe limite de couverture est

$$3\left(\frac{\alpha}{\alpha_0}\right)^2 = 20\log\frac{d_m}{d},$$

d'où l'on tire α, et la hauteur apparente de l'objectif

$$\alpha d = \alpha_0 d_m \sqrt{\frac{20}{3}}\,\delta\sqrt{\log\frac{1}{\delta}}.$$

Cette hauteur linéaire en d_m varie peu avec δ. Elle reste constante à 20 % près pour des distances de l'objectif comprises entre le 1/4 et les 9/10e de la distance maximum de détection. Pour l'aérien considéré, pour $d_m = 200$ km pour un avion en vol rectiligne horizontal, on calcule par cette expression et l'on vérifie par l'expérience que la hauteur apparente est de 1800 m. L'expérience montre que la droite représentative de l'objectif isolé est symétrique et que ses bords supérieur et inférieur sont nets, permettant à l'observateur un pointé satisfaisant de son centre. L'erreur à craindre dans cette opération est sensiblement égale au dixième de la hauteur, soit $\varepsilon_3 = \pm 100$ m.

Mais sur un avion volant à faible altitude, ou plus exactement vu sous un angle de site inférieur à 1° environ, on ne peut espérer aucune précision sur la détermination de l'altitude car la droite représentative de l'objectif sera limitée inférieurement par l'effet d'ombre des obstacles rapprochés formant masque. Encore faudra-t-il que l'angle de site de ce masque soit faible et au plus égal à 0°,5.

Erreur de linéarité. — Une échelle électronique des altitudes est représentée sur l'écran chaque fois que l'antenne arrive à la limite inférieure de son exploration. Elle persiste par rémanence et l'observateur pointe l'altitude de l'écho qui apparaît à chaque exploration en site par interpolation entre deux droites voisines. La précision de la mesure peut être affectée par un manque de linéarité du balayage en hauteur. L'expérience montre qu'il en résulte une erreur à craindre au plus égale à $\varepsilon_4 = \pm 100$ m.

Erreur de réfraction. — On a supposé que la propagation était rectiligne, c'est-à-dire que l'angle de site θ d'un objectif était identique à l'angle de site de l'axe géométrique de l'aérien pointé sur lui. Mais les variations de l'indice de réfraction de l'atmosphère avec l'altitude ont pour effet de courber les rayons, le plus généralement vers le bas. Tout se passe, dans la représentation que nous faisons de l'espace comme si le rayon de courbure de la terre était $R' \neq R$, parfois inférieur à R, le plus souvent supérieur et dans nombre de cas égal à $\frac{4}{3}R$.

L'opérateur dispose d'un paramètre, le coeffi-

cient du terme en d^2 de l'expression de h, pour tenir compte du rayon de courbure fictif R' en un endroit et à une époque déterminés. Une erreur subsistera, due aux variations de R' dans le temps et en fonction des azimuts choisis. Elle a pour expression $\frac{d^2}{2}\Delta\left(\frac{1}{R}\right)$ et a une valeur inférieure à $\varepsilon_5 = \pm 350$ m pour un objectif distant de 150 km.

Erreurs de transmission d'angle. — La grandeur $\sin\theta$ matérialisée mécaniquement à partir de l'angle θ par un système de bielles et de cames, est appliquée à l'axe d'un potentiomètre linéaire qui en donne une représentation électrique sous forme d'une tension continue. Les variations relatives de cette tension v sont celles de la source : elles sont inférieures à 1 %. Il en résulte une erreur dh sur l'altitude telle que

$$\frac{dh}{h} = \frac{d(\sin\theta)}{\sin\theta} = \frac{dv}{v} = 0{,}01.$$

L'erreur est inférieure à $\varepsilon_6 = \pm 150$ m pour un objectif situé à 15 000 m d'altitude.

La transmission mécanique introduit sur l'angle une erreur ε inférieure au dixième de degré qui affecte l'altitude d'une erreur proportionnelle à la distance εd soit $\varepsilon_7 = 250$ m pour une distance de 150 km.

Erreur résultante. — On peut composer les erreurs accidentelles, en remarquant que ε_3 et ε_4 ne dépendent ni de la distance ni de l'altitude, que ε_6 varie linéairement avec l'altitude, que ε_7 est linéaire avec la distance et ε_5 quadratique avec la distance.

Il vient pour un objectif d'altitude 10 km et placé aux distances 50, 100, 150, 200 km, des erreurs à craindre respectivement égales à 195, 290, 465 et 730 m. Elles diffèrent peu de ces valeurs quand varie l'altitude.

Si l'on analyse les causes d'erreurs, on remarque :

— la faiblesse des erreurs systématiques ε_1 et ε_2 devant chacune des erreurs accidentelles ε_3 à ε_7, ce qui justifie les approximations faites sur la hauteur et le choix de h_1;

— l'importance de la précision du système mécanique de transmission d'angle qui crée l'erreur ε_7;

— l'importance prépondérante aux grandes distances de l'erreur ε_5 due aux variations des conditions de propagation, erreur qui ne pourra être réduite que par une connaissance de ces conditions dans une zone donnée.

Description.

L'indicateur d'altitude comprend trois éléments pouvant être montés en un même bâti (*fig.* 2) :

— le distributeur de signaux d'altitude DS 324;
— l'indicateur proprement dit IS 330;
— le coffret d'alimentation CA 333

et un élément lié à la partie mobile de l'antenne de site :

— le transmetteur du sinus de l'angle de site SS 211.

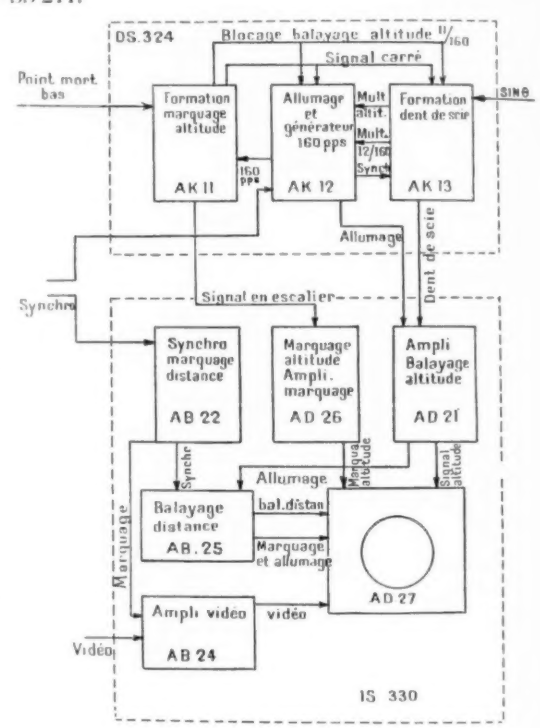


Fig. 2. — Schéma synoptique.

Le distributeur de signaux d'altitude DS 324 a pour objet la création et la distribution sous faible impédance des signaux nécessaires au fonctionnement d'un (ou éventuellement de trois) indicateur. Ces signaux, créés à partir de signaux extérieurs tels qu'une échelle des distances fournie par un meuble de distribution, une tension proportionnelle au sinus de l'angle de site ou le signal de point mort bas de l'antenne, avec l'aide d'une échelle des temps interne, sont les suivants :

a. signal trapézoïdal à pente variable pour le balayage en altitude;

b. signal en escalier pour le marquage en altitude;

c. signaux de blocage du tube cathodique en dehors du balayage ou du marquage.

Le chassis AK 12 fournit :

a. un train d'impulsion à 160 c/s, destiné au générateur de tension en escalier du châssis de marquage d'altitude AK 11;
b. un train d'impulsion destiné au déclenchement du multivibrateur d'altitude du châssis AK 13, ainsi qu'au déclenchement du multivibrateur d'allumage du châssis AK 12;
c. une série de signaux d'allumage destinés à être mélangés aux signaux d'allumage distance dans le châssis AD 21.

Le châssis AK 11 fournit essentiellement au châssis AD 26, quand l'antenne est à son point mort bas, un signal de décentrage en forme de dent de scie d'une durée de 11/160e de seconde, de façon à représenter sur l'écran une échelle d'altitude. Les barreaux de cette échelle, espacés de 2 en 2 km et balayés chacun pendant 1/160e de seconde persistent par rémanence.

Le châssis AK 13 fournit essentiellement au châssis AD 21 un train de signaux de balayage de forme trapézoïdale. La pente de ces signaux est proportionnelle à la somme de deux termes, l'un proportionnel au sinus de l'angle de site, l'autre parabolique.

L'indicateur IS 330 comprend :

— un bloc mécanique AD 27 supportant un tube cathodique de 380 mm de diamètre;
— un châssis vidéo AB 24;
— un châssis de balayage distance AB 25;
— un châssis de synchronisation et de marquage AB 22;
— un châssis de marquage altitude AD 26;
— un châssis de balayage altitude AD 21.

Les trois premiers châssis sont communs à d'autres indicateurs du système S. F. R. et donnent à l'indicateur d'altitude certaines caractéristiques générales de ce système :

— plusieurs échelles de balayage en distance : 25, 75, 150 et 250 km;
— décalage de l'origine des distances par bonds de 20 km de 0 à 220 km;
— marques de distance 10 et 50 km.

Le châssis de balayage en altitude a pour objet, d'une part, d'alimenter la bobine de balayage vertical de l'indicateur en partant des signaux trapézoïdaux qui lui sont fournis par le châssis de formation de la dent de scie AK 13; d'autre part de délivrer au Wehnelt du tube cathodique des signaux de déblocage obtenus par combinaison des signaux d'allumage de l'altitude et de la distance.

Le châssis de marquage d'altitude, outre sa fonction d'amplification des signaux en escalier, assure le déplacement d'une marque électronique d'altimétrie variant entre 0 et 20 km, commandée depuis le panneau avant.

Le coffret d'alimentation CA 333 est commun à tous les autres indicateurs du système.

Le transmetteur du sinus de l'angle de site SS 211, lié aux parties fixe et mobile de l'antenne, réalise un déplacement proportionnel au sinus de l'angle de site, appliqué à un potentiomètre de façon à donner une tension qui est transmise à l'indicateur.

Emploi.

L'indicateur d'altitude entre dans la composition des centres de détection et d'interception, fixes ou semi-fixes, étudiés et construits par la Société Française Radioélectrique. Il est appelé à améliorer la connaissance de l'altitude, la coordonnée de l'objectif la plus malaisée à établir, et à être du plus grand secours dans la conduite des interceptions.

COMPTE RENDU DES ESSAIS DE PROPAGATION SUR 45 ET 66,6 Mcs EN MÉDITERRANÉE CENTRALE

PAR J. ROUX,

Service Multiplex, Société Française Radioélectrique.

SOMMAIRE. — *Des essais de propagation en ondes métriques sur la gamme 4,50 et 6,60 m ont été effectués par la S. F. R. au cours de l'été 1952 et en hiver au début de l'année 1953. Ils ont eu lieu sur deux trajets en non-visibilité au-dessus de la mer, dans une région réputée pour être le siège de propagations anormales.*

Ces essais devaient permettre l'estimation des performances futures de deux câbles hertziens destinés à relier l'Europe et l'Afrique du Nord. Le choix des mesures à faire et du matériel nécessaire, fut donc influencé par la nécessité de satisfaire l'exploitant futur des liaisons téléphoniques, plutôt que le physicien, ce dernier étant, en effet, préoccupé surtout par les causes qui régissent la propagation des ondes radioélectriques, alors que l'exploitant est principalement intéressé par les effets. Certaines remarques concernant l'influence des conditions météorologiques et la variation du bruit d'éther ont cependant pu être faites.

Après un rappel du but dans lequel ces essais furent entrepris, l'auteur expose : les caractéristiques géographiques des trajets d'essai, l'énumération des mesures effectuées et des moyens mis en œuvre, l'exposé de la méthode de dépouillement utilisée et les résultats expérimentaux obtenus (C. D. U. : 621.396.11).

SUMMARY. — *Propagation tests on metric waves in the band 4.50 and 6.60 m have been carried out by S. F. R. during the summer of 1952 and in winter at the beginning of 1953. They took place on two routes beyond optical range over the sea in a region known to be the seat of anomalous propagation.*

These tests were intended to provide an estimate of future performances in respect of two radio links intended to connect Europe to North Africa. The choice of measurements to be made and of the necessary equipment was therefore subject to the need to satisfy the future exploitant of telephone connections, rather than the physicist, the latter being more concerned with the causes which regulate the propagation of radio waves, while the exploitant is more concerned with its effects. It was possible, however, to make certain observations on the influence of meteorological conditions and variations of natural noise.

Having recalled the object of the tests the author sets out the geographic characteristics of the test routes, enumerates the tests carried out and the means employed, and sets out the method of analysis applied and the experimental results obtained (U. D. C. : 621.396.11).

I. But des essais.

Les essais de propagation décrits ci-après ont été entrepris pour estimer les performances futures de deux liaisons en projet depuis plusieurs années dans le cadre du programme général d'interconnexion en Europe (Conférence du C. C. I. F. d'Alger et de Genève de 1950). Ces deux liaisons sont :

1° la liaison Trapani-Tunis, comportant les sections :

Trapani-Monte-Erice par câble hertzien;

Monte-Erice-Djebel Boukornine (Tunisie) par câble hertzien;

Djebel Boukornine-Tunis par câble téléphonique;

2° la liaison Grasse-Bône, comportant les sections :

Grasse-La Punta (Corse) par câble hertzien;

La Punta-Canistreddu (Sardaigne) par câble hertzien;

Canistreddu-Campo-sa-Spina (Sardaigne) par câble hertzien;

Campo-sa-Spina-Bouzizi (Algérie) par câble hertzien;

Bouzizi-Bône par câble téléphonique.

Les trajets hertziens ci-dessus peuvent être classés en deux catégories :

1° Trajets en visibilité pour lesquels les liaisons seront assurées sur des fréquences de l'ordre de 400 Mc/s :

La Punta-Canistreddu;
Canistreddu-Campo-sa-Spina;
Trapani-Monte-Erice.

2° Trajets en non visibilité pour lesquels les liaisons seront assurées sur des fréquences inférieures à 100 Mc/s :

Grasse-La Punta;
Monte-Erice-Djebel Boukornine;
Campo-sa-Spina-Bouzizi.



Fig. 1. — Carte des trajets d'essai.

Le trajet Grasse-La Punta est étudié depuis plusieurs années par l'Administration française des P. T. T. La liaison définitive est actuellement en cours d'installation. Pour pouvoir prolonger la liaison France-Corse jusqu'en Algérie, et pour pouvoir établir la liaison Tunisie-Sicile, il fallait étudier les conditions de propagation sur les deux trajets Campo-sa-Spina-Bouzizi et Monte-Erice-Djebel Boukornine.

Cette tâche fut confiée à la S. F. R. par l'Administration française des P. T. T., d'accord avec l'Administration italienne des Postes.

II. **Caractéristiques géographiques des trajets d'essai.**

Les deux trajets sont presque entièrement mari-

times (*voir* carte, *fig.* 1). Leurs caractéristiques sont les suivantes :

Monte-Erice-Djebel Boukornine :

— distance entre stations : 245 km;
— orientation : SO-NE;
— altitude Monte-Erice : 660 m;
— altitude Djebel Boukornine : 575 m;
— distance de non visibilité géométrique : 69 km.

Le profil du terrain est donné sur la figure 2.

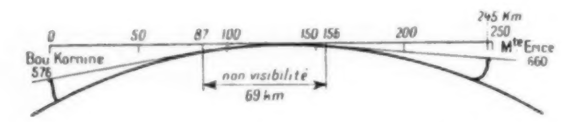


Fig. 2. — Coupe de terrain : Monte-Erice-Djebel Boukornine.

Campo-sa-Spina-Bouzizi :

— distance entre stations : 285 km;
— orientation : S-SO-N-NE;
— altitude Campo-sa-Spina : 940 m;
— altitude Bouzizi : 1000 m;
— distance de non visibilité géométrique : 64 km.

Le profil du terrain est donné sur la figure 3.

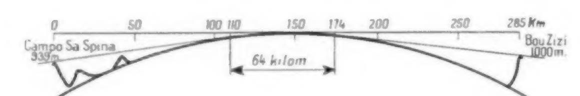


Fig. 3. — Coupe de terrain : Campo-sa-Spina-Djebel Bouzizi.

III. **Organisation des essais.**

Mesures effectuées. — Sur chacun des deux trajets il fut procédé aux mesures suivantes :

1° enregistrement de la variation du champ électromagnétique; hormis les cas de force majeure cet enregistrement n'était interrompu que pour effectuer les étalonnages de récepteur et les mesures de rapport $\frac{S}{B}$;

2° mesures de rapport $\frac{S}{B}$ effectuées régulièrement suivant la méthode indiquée ci-après;

3° écoute aux quatre stations des brouilleurs susceptibles de venir gêner ultérieurement la liaison définitive;

4° indépendamment des mesures radioélectriques, les opérateurs des quatre stations devaient relever les indications météorologiques suivantes : températures, pression, degré hygrométrique, aspect du ciel, appréciation de la vitesse et de la direction du vent. Ces relevés météorologiques devaient permettre l'examen approché de l'influence des phénomènes atmosphériques sur la propagation, sans chercher à en tirer des conclusions trop précises.

Le trajet Campo-sa-Spina-Bouzizi fut étudié en polarisation verticale sur la fréquence de 45 Mc/s.

Le trajet Monte-Erice-Djebel Boukornine sur la fréquence 66,6 Mc/s, également en polarisation verticale.

Moyens mis en œuvre. — L'enregistrement du champ et les mesures de rapport $\frac{S}{B}$ furent exécutés au moyen du dispositif suivant installé sur chacun des deux trajets (*fig.* 4).

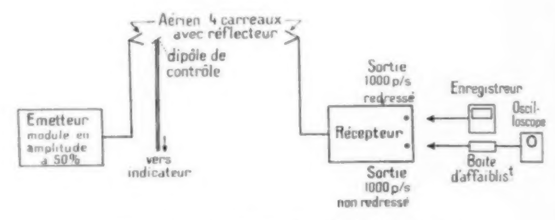


Fig. 4. — Schéma du dispositif d'essai.

Un émetteur modulé en amplitude à 50 % par un signal sinusoïdal à 1000 c/s alimentait un aérien directif du type Chireix-Mesny comportant une rangée horizontale de quatre carreaux et un réflecteur passif identique placé à une distance de $\frac{\lambda}{4}$ en arrière.

Le signal était capté à la réception par un aérien identique, qui alimentait un récepteur du type superhétérodyne. Après détection on retrouvait le signal sinusoïdal à 1000 c/s utilisable de deux façons différentes après son passage dans un filtre à bande étroite :

a. pour l'enregistrement du champ ce signal était redressé : le courant obtenu actionnait un enregistreur à bande de papier. Le déroulement de cette bande était assuré par un moteur électrique;

b. pour diverses mesures, dont les mesures de rapport $\frac{S}{B}$, ce signal non redressé aboutissait à une sortie 600 Ω.

De plus, une voie spéciale permettait la transmission unilatérale de la parole. On pouvait ainsi contrôler la qualité des liaisons autrement que par les mesures de rapport $\frac{S}{B}$, identifier les parasites

suivant le bruit audible qu'ils produisent, et l'utilité de cette voie s'est révélée considérable au cours des essais. Un commutateur manuel permettait l'utilisation soit de la voie « 1000 c/s », soit de la voie « parole ».

La puissance émise était contrôlée en permanence au moyen d'un dipôle placé devant l'aérien. Ce dipôle alimentait un détecteur et un indicateur. Ce matériel (sauf l'enregistreur) a été entièrement construit à la S. F. R. sous la direction de M. Schwindenhammer.

L'écoute des brouillages fut effectuée avec deux récepteurs Sadir permettant respectivement d'explorer les bandes : 37,5-66,6 Mc/s et 66,6-120 Mc/s, et avec un récepteur Hallicrafter couvrant la bande 30-80 Mc/s. Les deux récepteurs Sadir furent utilisés successivement à Campo-sa-Spina et Monte-Erice. Le récepteur Hallicrafter fut utilisé successivement à Bouzizi et Djebel Boukornine.

Méthodes de mesure utilisées. — Avant chaque enregistrement des variations du champ le récepteur était soigneusement étalonné au moyen d'un générateur dont le niveau de sortie était connu de façon précise.

Les mesures de rapport $\frac{S}{B}$ étaient faites de la manière suivante :

une boîte d'affaiblissement et un oscilloscope étaient branchés à la sortie 600 Ω du récepteur, la mesure était faite en deux temps :

Premier temps. — l'émetteur rayonnait une onde non modulée. A la réception, l'opérateur voyait sur l'écran de l'oscilloscope un niveau de bruit d'amplitude V, aucun affaiblissement n'étant introduit entre le récepteur et l'oscilloscope.

Deuxième temps. — l'émetteur rayonnait une onde modulée. A la réception l'opérateur voyait sur l'écran de l'oscilloscope un niveau de signal d'amplitude V' très supérieur à V. L'opérateur, en introduisant un affaiblissement de R dB ramenait le niveau de signal à l'amplitude V. Le rapport $\frac{S}{B}$ était donné par $20 \log \frac{V'}{V} = R$.

Répartition dans le temps des essais. — Deux campagnes d'essais ont été conduites :

en été : du 6 juin 1952 au 6 septembre 1952;
en hiver : du 26 janvier 1953 au 26 mars 1953.

Sauf cas de force majeure, les enregistrements avaient lieu 24 h sur 24 pendant 6 jours par semaine. Les mesures de rapport $\frac{S}{B}$ étaient faites plusieurs fois dans une période de 24 h, de jour ou de nuit.

IV. **Méthode d'utilisation des résultats.**

Les bandes d'enregistrement ont été dépouillées sur place par les opérateurs des stations de réception qui devaient remplir un tableau journalier analogue au tableau ci-après. Ce tableau permet de condenser en une seule feuille les résultats de toutes les mesures effectuées dans la journée.

Ce dépouillement a été effectué en considérant des échantillons d'enregistrement de durée 1 h. Ce choix est justifié du fait qu'un intervalle de 1 h est long comparé aux durées des évanouissements naturels du champ (scintillation due à des fluctuations rapides de l'indice en un point du trajet) ou accidentelles (par exemple variation du secteur tant à l'émission qu'à la réception), par contre, il est assez court vis-à-vis des variations du champ que l'on peut considérer comme systématiques, par exemple celles qui se produisent le matin, l'après-midi ou le soir.

Une fois en possession de ces échantillons on peut établir les statistiques les plus diverses.

Détermination de la durée pendant laquelle le champ a été inférieur ou égal a une valeur donnée pour une période quelconque. — Il suffit d'additionner verticalement le nombre de minutes pendant lequel le champ a été inférieur aux valeurs portées en haut du tableau. Cette addition peut porter sur toute la période de 0 à 24 h ou sur un autre intervalle plus court présentant un intérêt particulier : heures où le trafic téléphonique sur la liaison définitive sera maximum, période de jour, période de nuit, période où l'atmosphère présente une structure particulièrement typique, etc.

Partant de ces données, on peut tracer une courbe portant en abscisses le pourcentage du temps d'observation pendant lequel le champ ou l'affaiblissement a été inférieur à une valeur donnée.

Étude de la variation journalière du champ. Il est intéressant de tracer une courbe portant en abscisses 24 points représentant les 24 intervalles de 1 h de la journée et en ordonnée le nombre de cas (ou le pourcentage du nombre de cas) pour lequel le champ (ou l'affaiblissement) a atteint une valeur donnée.

Si cette courbe est tracée pour un essai de longue durée elle indique les heures les plus favorables au trafic. Si elle est tracée pour une courte période (une journée par exemple), cette courbe peut utilement être comparée à celles qui donnent la variation des paramètres météorologiques.

Pour obtenir cette courbe on considère les intervalles de 1 h homologues pour chaque journée, par exemple : tous les intervalles : 0-1 h, 1-2 h, ...

On s'efforce de réunir sensiblement le même nombre pour chacun d'eux afin que les points de la courbe obtenue aient tous le même poids. On calcule le nombre total N de minutes correspondant à chaque catégorie d'intervalles, pour lequel le champ a été inférieur à une valeur choisie d'avance. C'est ce nombre N que l'on porte en ordonnées.

— On a tracé des courbes portant en abscisses le pourcentage du temps pendant lequel l'affaiblissement par rapport à la propagation en espace libre a été inférieur ou égal à la valeur portée en ordonnées.

TRAJET D'ESSAI : ....

Dépouillement des bandes d'enregistrement

Intervalle de temps	Durée pendant laquelle la valeur lue sur les bandes a été inférieure ou égale à ..										Durée d'incertitude
0^h-1^h											
1^h-2^h											
2^h-3^h											
3^h-4^h											
4^h-5^h											
5^h-6^h											
6^h-7^h											
7^h-8^h											
8^h-9^h											
9^h-10^h											
10^h-11^h											
11^h-12^h											
12^h-13^h											
13^h-14^h											
14^h-15^h											
15^h-16^h											
16^h-17^h											
17^h-18^h											
18^h-19^h											
19^h-20^h											
20^h-21^h											
21^h-22^h											
22^h-23^h											
23^h-24^h											
Total											

Mesures diverses

Heure	Mesure S/B: Valeur lue s/ bandes	Mesure S/B: S/B db	Mesures Météo: Pression mmHg	Temp. °C	Hygro %	Vent vitesse Km/h	Vent direct	Etat du ciel visibilité	nuages	Date .... Observations
0										
1										
2										
3										
4										
5										
6										
7										
8										
9										
10										
11										
12										
13										
14										
15										
16										
17										
18										
19										
20										
21										
22										
23										
24										

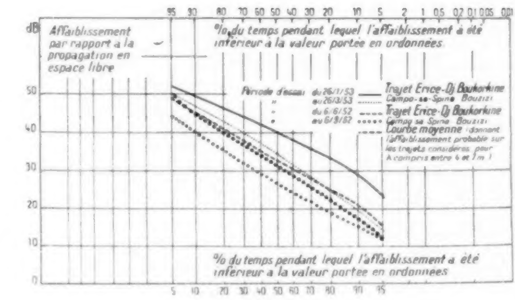


Fig. 5.

V. Résultats expérimentaux obtenus.

VARIATION STATISTIQUE DE L'AFFAIBLISSEMENT PAR RAPPORT A LA PROPAGATION EN ESPACE LIBRE.

La figure 5 donne les quatre courbes obtenues pour chaque trajet et pour les deux campagnes d'essai. Chacune de ces courbes porte sur plus de 1000 h d'essai.

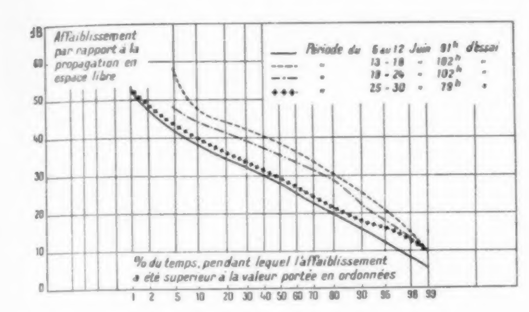


Fig. 6 *a*. — Trajet Monte-Erice-Djebel Boukornine. Mois de juin 1952.

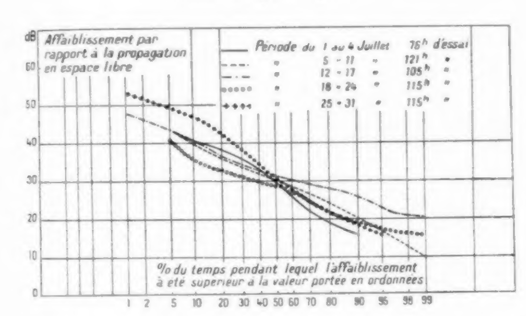


Fig. 6 *b*. — Trajet Monte-Erice-Djebel Boukornine. Mois de juillet 1952.

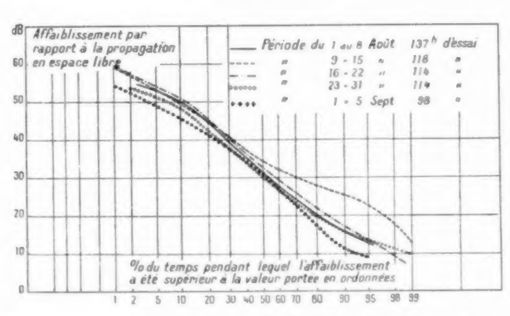


Fig. 6 *c*. — Trajet Monte-Erice-Djebel Boukornine. Mois de août-septembre 1952.

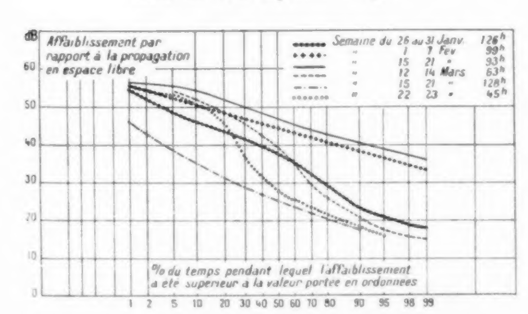


Fig. 6 *d*. — Trajet Monte-Erice-Djebel Boukornine. Mois de janvier-février-mars.

La figure 6 donne une série de courbes obtenues pour chaque trajet et pour chaque semaine d'essai : chacune de ces courbes représente un essai de durée comprise entre 40 et 150 h.

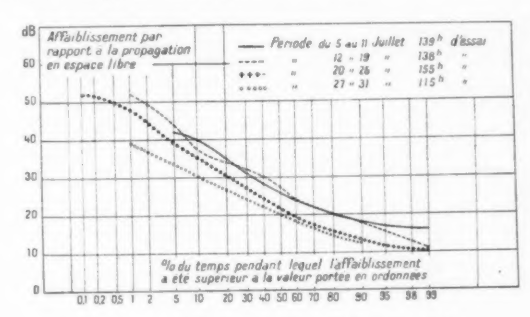


Fig. 6 *e*. — Trajet Campo-sa-Spina-Bouzizi. Mois de juillet 1952.

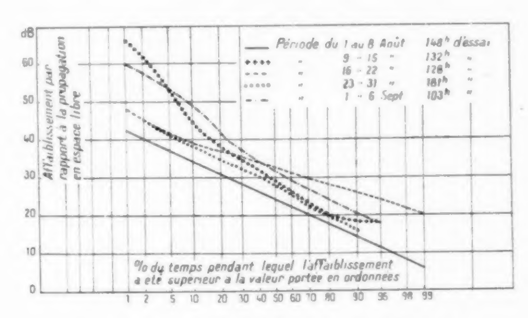


Fig. 6 *f*. — Trajet Campo-sa-Spina-Bouzizi. Mois d'août-septembre 1952.

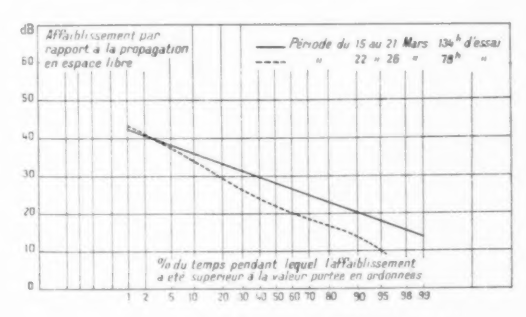


Fig. 6 *g*. — Trajet Campo-sa-Spina-Bouzizi. Mois de mars 1953.

Ces courbes ont été tracées sur du papier à échelle de probabilité. Ce type de papier permet de représenter par une droite un phénomène dont les pourcentages d'occurence suivent une loi du type « courbe de Gauss » (ou « loi normale »).

Si cette loi est la loi de Gauss, la pente de la droite sera de 6 dB par écart type.

L'examen des figures 5 et 6 appelle les remarques suivantes :

1° L'écart entre les affaiblissements observés sur 45 ou 66,6 Mc/s est plus faible en été qu'en hiver. Ceci confirme les constatations déjà faites depuis plusieurs années par les techniciens de l'Administration française des P. T. T. sur le trajet Grasse-Calenzana :

— en été, dans la gamme 40-100 Mc/s, les fréquences élevées ont par rapport aux fréquences les plus basses une propagation meilleure qu'il n'est prévu par la théorie;

— en hiver, la situation est beaucoup plus orthodoxe.

Ce phénomène déjà visible sur les courbes globales (*fig.* 5) devient particulièrement net sur les courbes hebdomadaires. Considérons par exemple les courbes du mois d'août relatives aux deux trajets; on voit que les affaiblissements mesurés pendant 95 et 1 % du temps ont été supérieurs respectivement aux valeurs suivantes :

Trajet..........	Campo-sa-Spina-Bouzizi (45 Mc/s).		Monte-Erice-Djebel Boukornine (66,6 Mc/s).	
	95 %.	1 %.	95 %.	1 %.
Semaine du				
1er au 8...	11 dB	42 dB	12 dB	54 dB
9 au 15...	24	48	23	59
16 au 22...	18	66	13	59
23 au 31...	14	48	13	53

Par contre, la valeur de l'affaiblissement observée 50 % du temps est régulièrement plus faible (avec toutefois des écarts variables) sur 66,6 Mc/s que sur 45 Mc/s.

Durant la semaine du 1er au 8, la propagation semble orthodoxe, la fréquence 45 Mc/s se propage mieux que la fréquence 66 Mc/s. La situation évolue durant la semaine du 9 au 15, et durant la semaine du 16 au 22, la fréquence 66 Mc/s se propage mieux que la fréquence 45 Mc/s. Du 23 au 31, la situation est semblable à celle observée au début du mois.

Ce phénomène peut être attribué aux effets de guidage des ondes; les guides atmosphériques présentent une fréquence de coupure en dessous de laquelle l'atténuation peut être très importante. Cette fréquence de coupure pouvait fort bien être située entre 45 et 66 Mc/s.

Toutefois, il ne faut pas oublier en rapprochant ces résultats que les trajets ne sont pas entièrement comparables :

— le trajet le plus long est celui qui présente la distance de non visibilité la plus faible;

— ils sont éloignés l'un de l'autre de plusieurs centaines de kilomètre, aussi malgré l'homogénéité des caractéristiques générales du climat dans cette région du Bassin méditerranéen, il existe certainement des phénomènes locaux susceptibles d'influencer la propagation sur un trajet et pas sur l'autre.

Nos comparaisons sont donc uniquement qualitatives; le phénomène n'en est pas moins net et confirme les expériences antérieures précitées qui étaient effectuées sur un même trajet.

2° La loi de distribution des champs reçus (ou des affaiblissements mesurés) semble être une loi normale quand on considère la durée totale des essais (1000 h).

En effet, la courbe représentative se rapproche d'une droite, pour les deux fréquences envisagées, été comme hiver (*fig.* 5).

La pente de ces droites est de 8 à 9 dB par écart type.

Par contre, pour les essais hebdomadaires, de durée comprise entre 40 et 140 h, la loi de distribution s'écarte parfois notablement d'une loi normale (*fig.* 6 *a* à 6 *g*).

3° Sur la figure 5, une courbe moyenne a été tracée : cette courbe est utilisable lors de l'établissement d'un projet de liaison prévoyant l'emploi d'une longueur d'onde comprise entre 4 et 7 m (les caractéristiques géographiques du trajet étant analogues à celles des trajets d'essai).

Dans ces conditions, la courbe donnera l'affaiblissement par rapport à la propagation en espace libre à ± 6 dB près. Entre ces deux limites, suivant la longueur d'onde prévue et suivant la saison, on peut prendre un affaiblissement plus grand ou plus petit que celui donné par la courbe moyenne.

VARIATION JOURNALIÈRE DU CHAMP REÇU. — Il est intéressant d'avoir une vue d'ensemble des conditions de propagation au cours d'une période de 24 h. On a donc fixé plusieurs valeurs de l'affaiblissement et l'on a calculé le pourcentage du nombre de cas pour lequel ces valeurs ont été dépassées à un moment donné de la journée.

Les figures 7 *a* et 7 *b* donnent la courbe obtenue en considérant 13 journées complètes de 24 h sur le trajet Monte-Erice-Djebel Boukornine.

On a recherché des journées complètes afin que les points du graphique obtenu aient tous le même

poids; ces journées sont en nombre limité à cause des interruptions d'essai inévitables dans les conditions où se trouvaient les opérateurs (chutes de foudre, tempêtes détériorant les aériens, etc.).

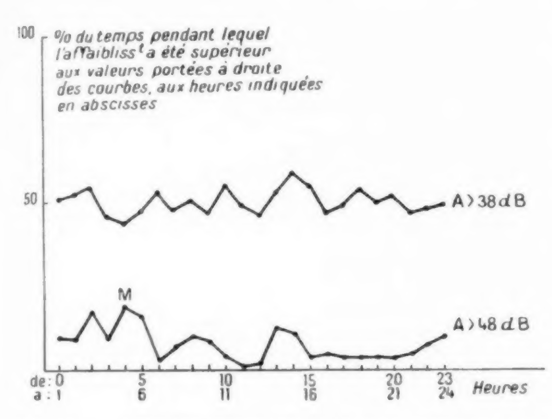


Fig. 7 *a*. — Variation journalière de la propagation en hiver sur le trajet Monte-Erice-Djebel Boukornine. (Statistique établie à partir des enregistrements des 4, 5, 17, 18 et 19 février; 13, 14, 15, 19, 20, 21, 22 et 23 mars.)

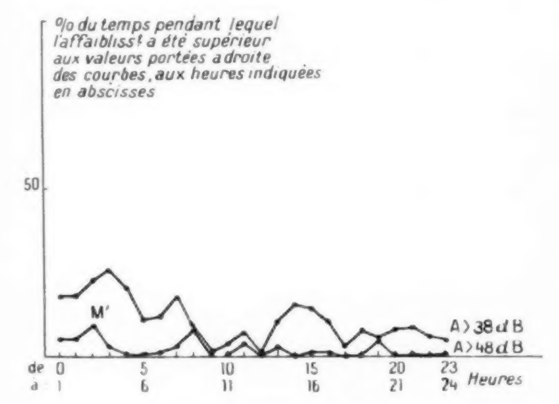


Fig. 7 *b*. — Variation journalière de la propagation en été sur le trajet Monte-Erice-Djebel Boukornine. (Statistique établie à partir des enregistrements des 16, 17, 24, 25 et 30 juin; 2, 10, 17, 21, 22, 23 et 31 juillet; 5 août.)

L'essai d'hiver offre 13 journées complètes seulement; la statistique relative aux essais d'été a été limitée aux même nombre de jours.

Dans ce cas comme dans l'autre, ces 13 journées se répartissent également sur deux mois.

Remarquons d'ailleurs que sur un tel genre de graphique ce n'est pas la position exacte du point figuratif qui importe, mais plutôt l'allure générale de la courbe.

L'examen des figures 7 *a* et 7 *b* montre que la propagation est plus mauvaise, mais plus régulière l'hiver que l'été.

Dans les deux cas, le champ le plus faible se produit la nuit entre 2 et 5 h (1). La même variation a été constatée sur le trajet Campo-sa-Spina-Bouzizi sur 45 Mc/s.

Variation instantanée du champ reçu. Régimes de propagation. — On a précédemment étudié la variation du champ de façon statistique en considérant des périodes allant de 24 h à plus de 1000 h. Il est également intéressant d'étudier la variation intrinsèque du champ au cours d'une brève période.

Trois régimes de propagation typiques avaient été observés lors des essais effectués sur le trajet Monte-Cavo-Monte-Serpeddi en hiver 1949-1950 :

Régime I : caractérisé par un champ reçu stable parfois élevé.

Régime II : caractérisé par un champ reçu assez variable et assez faible.

Régime III : caractérisé par un champ reçu extrêmement variable et faible.

Les caractéristiques générales de chacun de ces régimes ont été retrouvées en hiver sur les deux trajets d'essai, surtout entre Campo-sa-Spina et Bouzizi. Les figures 8 *a*, 8 *b*, 8 *c*, donnent un exemple de chacun de ces régimes.

Bruit d'éther. — De nombreuses mesures de rapport $\frac{S}{B}$ ont été faites au cours des deux campagnes d'essai. La figure 9 donne les valeurs en décibels du rapport $\frac{S}{B}$ mesuré sur le trajet Campo-sa-Spina Bouzizi, en fonction de l'intensité du champ reçu. Ce graphique intéresse la période du 5 juillet au 6 septembre 1952. Les points sont très dispersés autour de l'ordonnée moyenne.

En effet le bruit d'éther, pour une même valeur du champ reçu, peut être plus ou moins important suivant les circonstances : présence dans l'axe des aériens de masses nuageuses génératrices de parasites atmosphériques, ou de portions du ciel génératrices de bruits cosmiques.

Des études poussées ont été effectuées entre 25 et 110 Mc/s aux U. S. A. par le National Bureau of Standards et publiées dans le *P. I. R. E.* de septembre 1952; ces études montrent que l'intensité

(1) *Voir* point M (*fig.* 7 *a*) et point M' (*fig.* 7 *b*).

du bruit cosmique et en particulier du bruit solaire, varie considérablement d'une heure à l'autre de la journée. Un maximum très net apparaissait au lever du Soleil simultanément sur 25, 50, 75 et 110 Mc/s.

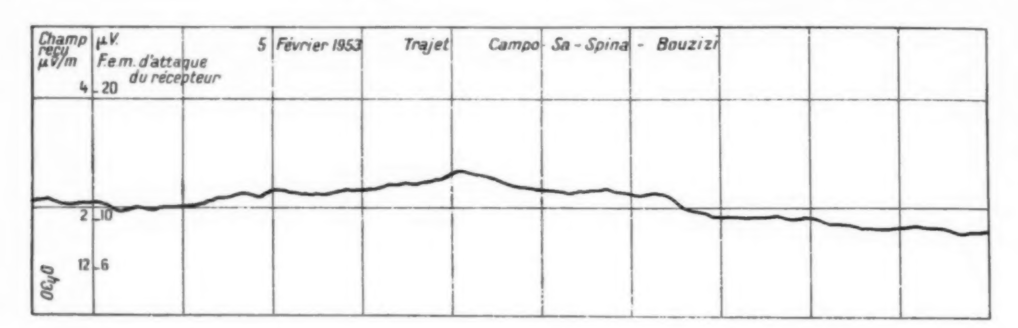


Fig. 8 *a*. — Régime de propagation I.

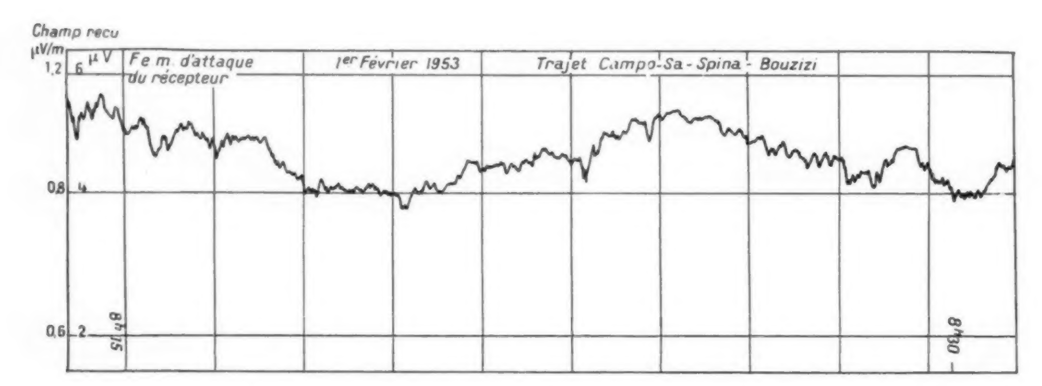


Fig. 8 *b*. — Régime de propagation II.

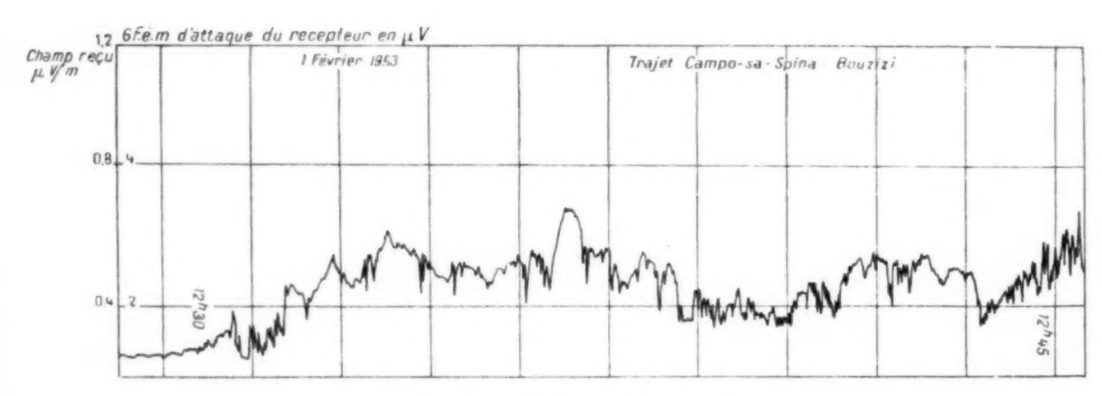


Fig. 8 *c*.— Régime de propagation III.

Bien que l'organisation des essais n'ait pas prévu le matériel précis nécessaire pour les mesures systématiques du bruit cosmique, on a voulu vérifier si des phénomènes semblables pouvaient se produire.

Une statistique effectuée en collaboration avec

M. Jessel a donné pour le trajet Campo-sa-Spina-Bouzizi la courbe représentée figure 10, valable pour le mois de juillet; on a représenté les heures de la journée de 0 à 24 h, en ordonnées on a porté une grandeur proportionnelle au bruit effectivement reçu (cette courbe n'a qu'une valeur qualitative).

On constate un accroissement du bruit au moment du lever et du coucher du Soleil. Le même résultat a été obtenu au cours du mois d'août. Le phénomène est moins visible sur le trajet Monte-Erice-Djebel Boukornine.

A la suite de ces constatations on a demandé aux opérateurs d'effectuer au cours des essais d'hiver de nombreuses mesures au moment du lever et du coucher du Soleil. Malheureusement la différence entre ces mesures et celles qui furent effectuées à d'autres moments de la journée a été beaucoup moins nette. Le mauvais temps souvent observé aux quatre stations, laisse penser que les parasites atmosphériques étaient alors prédominants.

Corrélation entre les phénomènes météorologiques et la propagation. — Les essais décrits dans cet article n'avaient pas pour but essentiel d'étudier cette corrélation. Cette étude eût exigé la mise en œuvre de moyens énormes. Seule a pu être observée l'influence de phénomènes particulièrement visibles. Ce sont :

1° L'influence favorable à la propagation du phénomène de « subsidence » déjà reconnue depuis

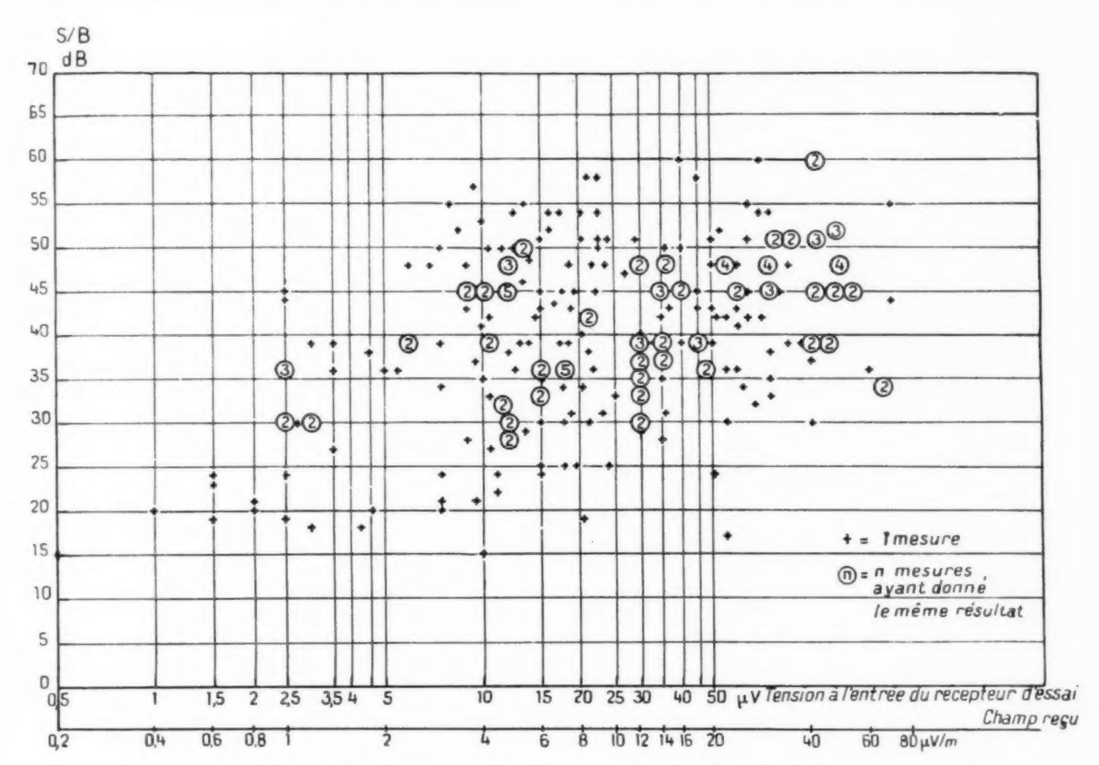


Fig. 9. — Trajet Campo-sa-Spina-Djebel Bouzizi. (Période du 5 juillet au 6 septembre 1952.)

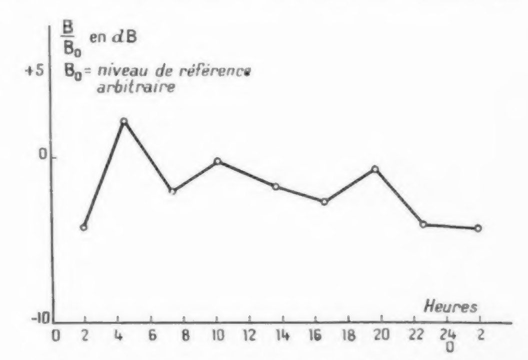


Fig. 10. — Trajet Campo-sa-Spina-Djebel Bouzizi. Variation journalière du bruit au cours du mois de juillet.

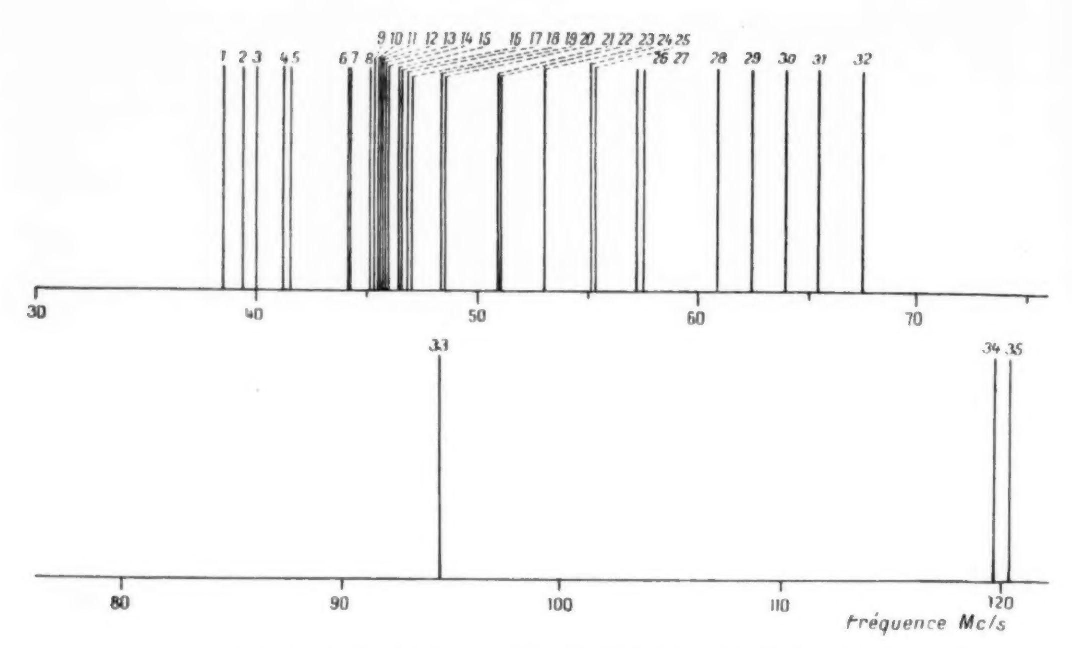


Fig. 11 *a*. — Résultats d'écoute des brouilleurs station Campo-sa-Spina.

Écoute du 29 août au 6 septembre 1952.

Repères.	Station et type d'émission.	Observations.
1.	Téléphonie et télégraphie non identifiées	30/8 (17-19 h) — 2/9 (19-21 h)
2.	Téléphonie française. Télégraphie non identifiée	29/8 (15-17 h) — 30/8 (17-19 h) — 2/9 (19-21 h)
3.	Télégraphie non identifiée	3/9 (21-23 h)
4.	Radiodiffusion BBC	30/8 (17-19 h) — 2/9 (19-21 h)
5.	Télégraphie non identifiée	3/9 (21-23 h)
6.	Radiodiffusion française	3/9 (21-23 h)
7.	Radio Monte-Carlo et Télégraphie	2/9 (19-21 h) — 3/9 (21-23 h)
8.	Radio allemande	3/9 (21-23 h)
9.	Télégraphie non identifiée	30/8 (17-19 h) — 6/9 (01-03 h)
10.	Télégraphie non identifiée	4/9 (23-01 h) — 6/9 (01-03 h)
11.	BBC	4/9 (23-01 h) — 6/9 (01-03 h)
12.	Télégraphie non identifiée	30/8 (17-19 h)
13.	Radio luxembourg en allemand	30/8 (17-19 h) — 3/9 (21-23 h) — 4/9 (23-01 h)
14.	Radiodiffusion française	3/9 (21-23 h)
15.	BBC	4/9 (23-01 h) — 6/9 (01-03 h)
16.	Poste russe non identifié	3/9 (21-23 h) — 4/9 (23-01 h)
17.	Radio française	3/9 (21-23 h)
18.	Non identifié	3/9 (21-23 h)
19.	Radio anglaise BBC	2/9 (19-21 h)
20.	Radio Monte-Carlo	4/9 (23-01 h)
21.	Télégraphie Pont Radio Monte-Cavo-Monte-Serpeddi	Tous les jours de 0800 à 2400 très puissant
22.	Télégraphie non identifiée	2/9 (19-21 h)
23.	Télégraphie non identifiée	4/9 (23-01 h)
24.	Radio anglaise BBC	2/9 (19-21 h)
25.	Télégraphie non identifiée	30/8 (17-19 h)
26.	BBC	30/8 (17-19 h)
27.	Radio Moscou	3/9 (21-23 h) — 4/9 (23-01 h)
28.	Radio anglaise BBC	2/9 (19-21 h)
29.	Météo Aer Sardaigne	Tous les jours de 0345 à 1900 émission 15 mn/h de 45 à 60
30.	Météo Aer Sardaigne	*Voir* 29
31.	Radio phare	29/8 (15-17 h)
32.	Radio phare	2/9 (19-21 h)
33.	Radio italienne	2/9 (19-21 h)
34.	Aéroport Elmas et Alghero	29/8 (15-17 h) — 2/9 (17-19 h) — 3/9 (23-21 h)
35.	Aérodrome militaire français	30/8 (17-19 h)

de nombreuses années (*voir* R. Bureau, note 3093 du L. N. R. du 16 novembre 1946). Ce phénomène se traduit par la présence dans l'atmosphère de deux zones distinctes :

— une couche inférieure nuageuse;
— une couche supérieure d'air limpide.

Ce phénomène a été constaté sur les deux trajets et en particulier plusieurs fois pendant le mois de juillet sur le trajet Campo-sa-Spina-Bouzizi.

2° L'influence d'un vent violent provoque parfois une mauvaise propagation, comme l'on pouvait s'y attendre par suite du brassage de l'atmosphère qui en résulte, ce brassage détruisant les guides qui auraient pu se former.

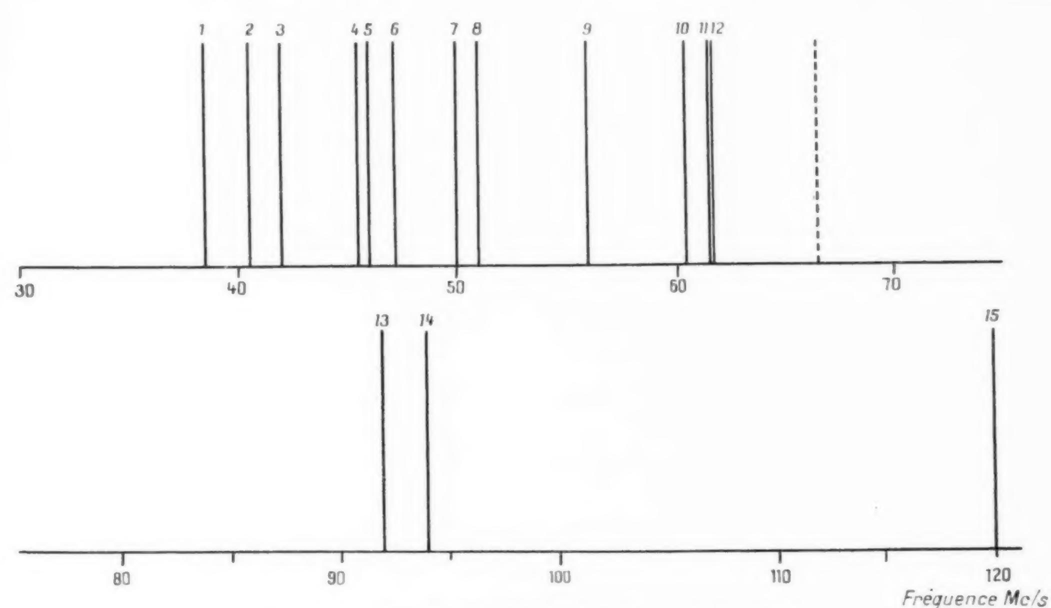


Fig. 11 *b*. — Résultats d'écoute des brouilleurs station d'Erice.

Repères.	Station.	Observations.
1.	Station côtière espagnole	Entendue en permanence
2.	Télégraphie en langue slave	» tous les jours de 22-24 h
3.	Télévision française	» par intermittence le soir
4.	Berlin parlant russe	» tous les jours de 8-11 h
5.	Télévision française	» par intermittence le soir
6.	Berlin parlant russe	» tous les jours de 8-11 h
7.	Yougoslavie-Phonie	» en permanence
8.	Monte-Serpeddi	» en permanence; Puissant
9.	Monte-Cavo	» » »
10.	Poste slave non identifié	» par intermittence de 14-18 h
11.	Téléphonie en anglais	» en permanence
12.	Téléphonie en slave	» une seule fois entre 8 et 10 h
13.	1000 p/s continuel	» en permanence
14.	Porteuse non identifiée	» »
15.	1000 p/s continuel	» »

Au sein de cette dernière, il se produit une inversion de température et entre les deux couches il y a un fort gradient négatif d'humidité. L'effet de guide est très marqué.

Si la station réceptrice est au-dessus de la mer de nuage, donc à l'intérieur du guide, le champ reçu sera fort.

Si la station réceptrice est en dehors du guide, le champ reçu est beaucoup plus faible.

Résultats d'écoute des brouilleurs. — Ces essais avaient été entrepris pour déterminer les bandes de fréquence dans lesquelles il faudrait choisir les fréquences définitives de trafic. Ils ont montré que, aux quatre stations, la gamme 40 à 50 Mc/s était particulièrement encombrée (*fig.* 11 *a*

et 11 *b*). Parmi les signaux brouilleurs identifiés certains sont remarquables en raison de leur puissance comparée à l'éloignement de l'émetteur. Ce sont :

1° La station Radio-Berlin, émettant sur 45 Mc/s entendu aux quatre stations. Au Bouzizi en particulier ce signal était nettement visible sur les bandes d'enregistrement.

2° Le pont radio Monte-Cavo-Monte-Serpeddi. A Erice et au Boukornine, la station du Monte-Serpeddi (56 Mc/s) et la station du Monte-Cavo ont également été reçues lors de chaque écoute. La Télévision française a également été reçue de Paris en Sardaigne et en Sicile.

Ces remarques viennent compléter les nombreuses observations déjà faites concernant les propagations à très grande distance. Ces observations permettent d'espérer dans un proche avenir la

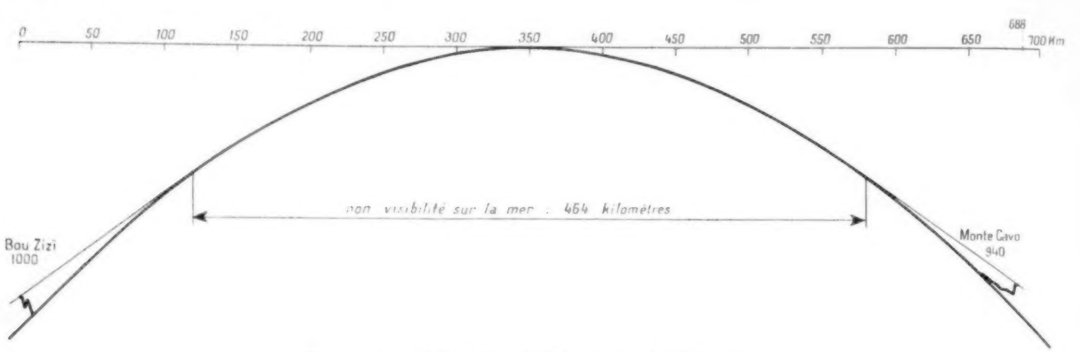


Fig. 12. — Profil de terrain Monte-Cavo-Bouzizi.

A Campo-sa-Spina et Bouzizi, la station du Monte-Cavo (51 Mc/s) a été reçue lors de chaque écoute (la distance Monte-Cavo-Bouzizi est de 688 km) (*voir* profil du trajet *fig.* 12).

réalisation de ponts radios à 6 ou 12 voies sur des distances supérieures à 400 km sans faire appel à des aériens de trop grandes dimensions et à des puissances trop importantes.

Imp. GAUTHIER-VILLARS
55, Quai des Grands-Augustins, PARIS
144 581
Dépôt légal, Imprimeur, 1953, n° 858.

SOMMAIRE

Imp. GAUTHIER - VILLARS
55, Quai des Grands-Augustins, PARIS
144581

Le Gérant : L. P. BOULANGER.

